Série A, n° 2159
N° d'ordre :
3030

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. MARTELLY

1re THÈSE. — De la validité de la loi en 1/v pour le vanadium et pour d'autres détecteurs de neutrons thermiques et de quelques propriétés du vanadium radioactif ^{52}V.

2e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 29 octobre 1945 devant la Commission d'examen.

M. CABANNES..... *Président.*
Mme I. JOLIOT-CURIE... } *Examinateurs.*
M. F. PERRIN..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1946

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du Candidat : **MARTELLY**.
Prénom : **Julien**.

Date de la soutenance : 29 octobre 1945.
Numéro d'ordre : 2159. *Série A*, n° 3030.

MARTELLY (J.). — De la validité de la loi en 1/V pour le vanadium et pour d'autres détecteurs de neutrons thermiques et de quelques propriétés du vanadium radioactif ^{52}V. — *Paris*, Masson, 1947. In-8°, 96 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2159. N° 3030.

MARTELLY (J.). — De la validité de la loi en 1/V pour le vanadium et pour d'autres détecteurs de neutrons thermiques et de quelques propriétés du vanadium radioactif ^{52}V. — *Paris*, Masson, 1947. In-8°, 96 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2159. N° 3030.

MARTELLY (J.). — De la validité de la loi en 1/V pour le vanadium et pour d'autres détecteurs de neutrons thermiques et de quelques propriétés du vanadium radioactif ^{52}V. — *Paris*, Masson, 1947. In-8°, 96 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2159. N° 3030.

MARTELLY (J.). — De la validité de la loi en 1/V pour le vanadium et pour d'autres détecteurs de neutrons thermiques et de quelques propriétés du vanadium radioactif ^{52}V. — *Paris*, Masson, 1947. In-8°, 96 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2159. N° 3030.

Série A, N° 2159
N° d'ordre :
3030

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. MARTELLY

1re THÈSE. — De la validité de la loi en 1/v pour le vanadium et pour d'autres détecteurs de neutrons thermiques et de quelques propriétés du vanadium radioactif ^{52}V.

2e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 29 octobre 1945 devant la Commission d'examen.

M. CABANNES..... *Président.*
Mme I. JOLIOT-CURIE... } *Examinateurs.*
M. F. PERRIN..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1946

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. P. MONTEL.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

PROFESSEURS

P. MONTEL.....	T Théorie des fonctions.
L. BLARINGHEM ..	T Botanique.
G. JULIA.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY.	T Pétrographie.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et Géologie dynamique.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE.....	T Electronique et Radioactivité.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.
Robert LÉVY	T Physiologie comparée.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB.....	T Géologie.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.
M. FRÉCHET.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.
Mme RAMART-LUCAS.	T Chimie organique.
H. BÉGHIN	T Mécanique physique et expérimentale.
FOCH	T Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER.....	T Electrotechnique générale.
De BROGLIE.....	T Théories physiques.
CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
JOB.....	T Chimie générale.
PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
VILLEY	T Mécanique physique et expérimentale.
COMBES..... ..	T Physiologie végétale.
GARNIER.....	T Application de l'analyse à la géométrie.
PÉRÈS.....	T Mécanique rationnelle.
HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
LAUGIER.....	T Physiologie générale.
TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
CHAZY.....	T Mécanique analytique.
H. GAULT.....	T Chimie appliquée.
CROZE	T Physique théorique et Physique céleste.
DUPONT.....	T Théories chimiques.
LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
VALIRON	T Calcul différentiel et intégral.
BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
F. PERRIN.....	Théories physiques.
VAVON.....	T Analyse et mesures chimiques.
G. DARMOIS.....	T Mathématiques générales.
CHATTON.....	T Biologie maritime.
AUBEL.....	Chimie biologique.
Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
Mme JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
PLANTEFOL.....	T Botanique.
CABANNES.....	T Recherches physiques.
GRASSÉ.....	T Zoologie. Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST.....	Chimie organique.
BOULIGAND.....	Mathématiques.
CHAUDRON.....	Chimie.
WYART.....	Minéralogie.
TEISSIER.....	T Zoologie.
MANGENOT.....	T Biologie végétale (P.C.B.)
P. AUGER.....	T Physique quantique et relativité.
MONNIER	Physiologie générale.
PIVETEAU.....	Géologie.
ROCARD.....	T Physique.
H. CARTAN.....	Calcul différentiel.
SCHAEFFER.....	T Physiologie des fonctions.
LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).
LERAY.....	Mécanique théorique des fluides.
FAVART.....	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.
COULOMB.....	T Physique du Globe.
Mlle COUSIN	Biologie animale (P. C. B.).
André CHRÉTIEN..	Analyse et mesures chimiques.
P. DRACH	Evolution des êtres organisés.
CHATELET.....	T Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI.....	T Génétique.
WURMSER	T Biologie physico-chimique.
KASTLER.....	Physique.
RIVIÈRE.....	Géologie.
BAUER.....	T Chimie-Physique.

Secrétaire..... CH. MONIER

JE DÉDIE CETTE THÈSE

A MES MAITRES

MONSIEUR ET MADAME JOLIOT

En hommage d'admiration
et de gratitude.

A MA FEMME

En souvenir de quatre années d'effort commun qu'elle a si efficacement encouragées par son intérêt et sa sollicitude.

A MES PARENTS

En reconnaissance de l'aide compréhensive qu'ils ont toujours apportée à ma vocation scientifique.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550028_0017

DE LA VALIDITÉ DE LA LOI EN 1/V POUR LE VANADIUM ET POUR D'AUTRES DÉTECTEURS DE NEUTRONS THERMIQUES ET DE QUELQUES PROPRIÉTÉS DU VANADIUM RADIOACTIF ^{52}V

SOMMAIRE. — 1re Partie. — *Description et étude des appareils de mesure :* Détecteurs. Montage des compteurs Geiger-Müller. Chambre d'ionisation. Chambre à fluorure de bore.

2e Partie. — *Détermination de quelques constantes relatives à la radioactivité de ^{52}V.*

Plusieurs mesures de la *période* sont faites à la chambre d'ionisation, certaines s'étendent sur une décroissance de l'activité dans le rapport 10^4 à 1. Après correction des pertes de la chambre par recombinaison des ions il n'apparaît aucun écart systématique par rapport à la loi exponentielle. Les écarts accidentels sur chaque mesure sont de l'ordre de 1 o/o. Résultat : $T = 3{,}74 \pm 0{,}01$ minutes.

L'énergie quantique de la raie γ est déduite des mesures d'absorption dans Pb, Fe, Cu, au moyen des expressions théoriques des sections efficaces pour les processus Compton, photoélectriques et de matérialisation (le premier est de beaucoup prépondérant) ; les intensités sont mesurées au compteur. Le dispositif est assez fin pour réduire le rôle des photons diffusés à quelques pour cent, et les mesures sont corrigées de cet effet qui a été évalué à la fois empiriquement et par le calcul. Résultat : $E = 1{,}46 \pm 0{,}05$ MeV.

Le rapport du nombre de photons à celui des particules β est obtenu en faisant simultanément des mesures absolues des deux rayonnements à l'aide de la méthode mise au point par M. Savel : l'intensité des γ est mesurée par une chambre d'ionisation étalonnée au moyen des 11 raies principales de Ra (B + C). La numération des particules β est faite par un compteur Geiger-Müller dont le rendement est estimé à 75 o/o d'après les mesures de M. Benoît. L'absorption par la source et la paroi du compteur, ainsi que le rôle des γ, sont corrigés. Le résultat est 36 photons pour 100 particules. Il peut s'expliquer par une hypothèse, empruntée à T. Yuasa, d'après laquelle les photons proviendraient d'un ^{52}Ti engendré par capture K.

3e Partie. — *Recherches sur la variation de la section efficace de capture avec la vitesse des neutrons pour les noyaux* B, Ag, V, ^{164}Dy, Au.

Les bases théoriques de la loi en $1/v$ (section efficace inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons), et ses vérifications expérimentales

sont rappelées. Des expériences sont faites concernant la variation de section efficace du bore et de l'argent pour les neutrons thermiques en fonction de la température du milieu ralentisseur. Elles sont confrontées avec celles des autres auteurs et leur signification est discutée.

La validité de la loi en $1/v$ pour les détecteurs V, Dy, Au est contrôlée par comparaison avec l'argent et le bore pour lesquels elle est admise (dans le domaine thermique pour Ag et dans tout le domaine des neutrons lents pour B). Pour cela on irradie les détecteurs par des faisceaux de neutrons de compositions spectrales différentes et on confronte les variations consécutives de l'activité acquise. Le déplacement de l'énergie moyenne du faisceau est réalisé :

1° par absorption dans le bore,

2° par modification de la température de la paraffine (de 288° K à 77° K, ou de 288° K à 640° K) ;

3° par absorption dans 1 mm. de cadmium (auquel s'ajoutent parfois des écrans de bore).

Les deux premières méthodes concernent seulement le domaine des neutrons C. Elles ne montrent aucun écart supérieur aux erreurs expérimentales entre Ag, détecteur de référence, et V, Dy, Au. On peut en déduire que dans l'intervalle de 0 à 0,1 ev (comprenant la presque totalité des neutrons thermiques) le produit σv de la vitesse des neutrons par la section efficace reste constant à 10 o/o près pour V et Dy. Les informations sur l'or sont moins complètes. Elles s'accordent avec les conclusions de Frisch qui impliquent la loi en $1/v$ dans le domaine thermique.

La troisième méthode s'étend aux neutrons de quelques électron-volts et ne s'applique évidemment qu'en l'absence d'un niveau de résonance apparent. Elle complète et précise les résultats des deux premières. Le détecteur de référence est le bore. Le vanadium est relativement un peu plus sensible que lui aux neutrons filtrés par le cadmium, cette différence paraissant due à un niveau de résonance lointain. On en déduit que σv reste constant à 1 o/o près dans un intervalle de 0,1 ev. Le Dysprosium est au contraire beaucoup moins sensible à ces neutrons dits « résiduels ». Le résultat s'interprète quantitativement par un niveau de résonance négatif d'énergie — 4 ev, ce qui implique une décroissance du produit σv atteignant 5 o/o dans l'intervalle de 0 à 0,1 ev.

DE LA VALIDITÉ DE LA LOI EN 1/V POUR LE VANADIUM ET POUR D'AUTRES DÉTECTEURS DE NEUTRONS THERMIQUES ET DE QUELQUES PROPRIÉTÉS DU VANADIUM RADIOACTIF ^{52}V

Par J. MARTELLY

INTRODUCTION

Dès la découverte de la radioactivité du vanadium obtenue par les neutrons, Fermi et ses collaborateurs (9) avaient signalé que l'« effet paraffine » était plus grand pour lui que pour tous les autres éléments étudiés. Cette particularité le classe parmi les détecteurs usuels de neutrons lents et il présente à ce titre un intérêt certain, malgré une section efficace médiocre. La brièveté de sa période le fait préférer au dysprosium dans les cas où la rapidité des mesures est recherchée. Sur l'argent et le rhodium il possède deux avantages notables : d'avoir une période pure et de ne pas manifester de niveau de résonance : il est pratiquement un détecteur exclusif de neutrons thermiques, tandis que la moitié environ de l'activité de l'argent acquise en présence de neutrons ralentis est due aux groupes de résonance, ce qui diminue beaucoup la précision des mesures. Enfin nous pouvons dire d'une façon plus générale en anticipant sur les conclusions de cette thèse, qu'il a sur les uns et les autres la supériorité de se conformer à la loi en $1/v$ dans un domaine d'énergie beaucoup plus étendu.

Avant de revenir sur cette réaction $(n\gamma)$ (1) et sur son produit ^{52}V à

(1) Les réactions nucléaires sont désignées par deux lettres entre parenthèses ; la première désigne la particule incidente, génératrice de la réaction ; la seconde désigne la ou les particules émises. Le symbole écrit avant la parenthèse est celui du noyau initial ; le symbole écrit après est celui du noyau final.

la connaissance desquels nous avons contribué, il convient de préciser la place de ces recherches parmi celles qui ont été faites concernant la radioactivité du vanadium : outre ^{52}V, cet élément, dont un seul isotope stable ^{51}V est connu, s'est enrichi de plusieurs autres radioactifs. La table de Seaborg (1) publiée récemment (1944) signale $^{50}V\beta^+$ de période 3,7 heures que nous rencontrons parfois dans nos expériences comme parasite engendré par la réaction $(n, 2n)$; ^{49}V (capture K) 600 jours ; $^{48}V\beta^+$ 16 jours et un radioactif β^+ de période 33 minutes qui pourrait être soit ^{47}V, soit un isomère de ^{49}V. ^{52}V est obtenu non seulement par la réaction $^{51}V(n\gamma)$, mais encore par $^{51}V(dp)$, $^{52}Cr(np)$, $^{55}Mn(n\alpha)$. La section efficace de ^{51}V pour le processus de capture des neutrons thermiques a déjà été étudiée par plusieurs auteurs (1). Duning et ses collaborateurs (3) trouvent une section efficace totale de 10 (en unités 10^{-24} cm^2) tandis que la section efficace de diffusion serait inférieure à 4 d'après Goldhaber et Briggs (4). La section efficace de capture serait donc supérieure ou égale à 6. Par ailleurs, les mesures basées sur l'activité acquise ont donné : 3,5 avec Sinma et Yamasaki (5) et 5,2 avec Rasetti (6). Enfin par des mesures d'absorption où la diffusion ne joue aucun rôle, Lapointe et Rasetti (7) trouvent 6,8. Il est fréquent que les résultats de Sinma et Yamasaki soient inférieurs à ceux des autres auteurs. De cet ensemble nous pouvons admettre $\sigma = 6.10^{-24}$ cm^2. La *radioactivité* de ^{52}V a été étudiée au laboratoire même par Mlle Yuasa (8) au moyen de la chambre de Wilson. Elle trouve un spectre β^- simple d'énergie moyenne 1,02 MeV et d'énergie maxima 3,15 MeV d'après le diagramme de Konopinski et Uhlenbeck dans lequel il est très bien représenté par une droite. Elle décèle, par matérialisation de paires d'électrons, une raie γ de $1{,}50 \pm 0{,}10$ MeV et elle observe aussi des positons issus de la source.

L'interprétation des expériences où le vanadium sert de *détecteur de neutrons thermiques* nécessite le plus souvent que l'on connaisse la loi de variation de sa section efficace de capture dans ce domaine. Ce point n'avait pas été élucidé et il constitue l'objet principal de cette thèse. Il s'y ajoute une détermination précise de sa période qui sera utile dans les applications du vanadium à la technique de la Physique nucléaire, non seulement comme détecteur mais aussi comme *étalon de période courte*. En effet celle-ci peut être obtenue pratiquement exempte de période parasite, par la simple irradiation des neutrons lents. La valeur admise dans les tables 3,9 minutes s'était montrée d'une précision insuffisante. Enfin nous avons effectué d'autres travaux concernant la radioactivité de ^{52}V qui pourront contribuer à nos connaissances sur ce noyau et sur des noyaux voi-

(1) Signalons une table assez récente des sections efficaces des noyaux pour les neutrons thermiques publiée par Volz (2).

sins (relativement à leurs masses exactes et à leurs états quantiques, par exemple). C'est, d'une part, une détermination de l'énergie des rayons γ par une voie différente de celle de Mlle Yuasa, et, d'autre part, une mesure du rapport entre le nombre de ces photons et celui des particules β.

Ces recherches ont été proposées par M. le professeur Joliot et exécutées sous sa direction dans son Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France. Je tiens à dire ici combien je lui suis reconnaissant de m'avoir accepté parmi ses collaborateurs et de m'avoir fait profiter de l'incomparable avantage de son exemple et de ses conseils pour l'apprentissage du métier de la Recherche.

Je remercie pareillement Mme Joliot qui a bien voulu diriger certains de ces travaux et examiner la rédaction de cette thèse.

J'ai été aidé sous des formes multiples par tout le personnel scientifique et technique du laboratoire auprès duquel j'ai trouvé le concours le plus amical et une précieuse atmosphère de collaboration. J'en exprime à chacun ma gratitude.

Le Centre National de la Recherche Scientifique m'a attribué une bourse pour me permettre de me consacrer à ces travaux et la Société chimique de France m'a fait généreusement bénéficier d'un avantage matériel important. C'est pour moi un agréable devoir de les en remercier.

PREMIÈRE PARTIE

DESCRIPTION ET ÉTUDE DES APPAREILS DE MESURE

Les neutrons thermiques sont détectés par leurs réactions nucléaires : en pratique la réaction $n\gamma$ lorsqu'elle conduit à un isotope radioactif, et la réaction $n\alpha$. Dans le premier cas le détecteur est un échantillon de l'élément utilisé, Ag, Dy, V, etc..., et la mesure du flux de neutrons est donnée par la radioactivité qu'elle a engendrée. Cette mesure se fait soit au compteur, soit à la chambre d'ionisation si elle est assez intense. Dans le second cas l'élément détecteur, B ou Li, émet des α dans une petite chambre d'ionisation reliée à un amplificateur proportionnel qui permet de distinguer leurs effets de ceux des rayons γ émis par la source. La mesure du flux de neutrons est donnée par la fréquence des α enregistrés.

Tous ces procédés ont été employés dans cette Thèse. Nous aurons donc à décrire les échantillons d'argent, de vanadium et de dysprosium que nous avons utilisés le plus fréquemment, les compteurs Geiger-Müller et leur montage, la chambre d'ionisation, la chambre de bore et son montage.

CHAPITRE I

Les détecteurs et les mesures au compteur.

Nous avons adopté pour les détecteurs une dimension standard de 22×23 mm. Cette largeur permet de les grouper par quatre autour du compteur (de diamètre maximum 20 mm.) de telle sorte qu'ils forment les faces d'un prisme à base carrée. Ils sont maintenus par un support qui s'enfile sur le compteur avec un minimum de jeu ; grâce à cette disposition symétrique les variations de sensibilité dues aux défauts de centrage se compensent pratiquement. La longueur est peu supérieure à la largeur afin que l'on puisse grouper les quatre détecteurs, en vue de leur irradiation, dans une surface presque carrée. D'ailleurs un accroissement de longueur ne permettrait qu'un faible gain d'intensité car les 8/10 de la sensibilité du compteur sont limités à une hauteur de 22 mm. en son milieu. Ainsi cette disposition permet d'utiliser au mieux la surface irradiée.

L'épaisseur d'un détecteur est choisie d'après la section efficace de l'élément qui le constitue. Tous nos détecteurs sont « minces » c'est-à-dire qu'un neutron les traversant normalement a une faible probabilité d'être capté. Cette probabilité se confond alors avec les trois expressions suivantes identiques entre elles : $n\sigma$ (nombre d'atomes par centimètre carré multiplié par leur section efficace), $K\delta$ (coefficient d'absorption massique par la densité superficielle), μe (coefficient d'absorption linéaire par l'épaisseur). Les Allemands désignent cette grandeur sans dimension par le terme « wirksame Schichtdicke » que nous traduisons par « densité efficace » (le mot densité est employé ici dans le même sens que la densité optique d'un écran). Un écran mince capte les neutrons proportionnellement à $\rho v \sigma$, ρ étant leur densité dans l'espace et v leur vitesse. Si le détecteur obéit à la loi en $1/v$ il indique la densité spatiale des neutrons quelle que soit leur vitesse. Un détecteur « épais » capterait proportionnellement à ρv, il indiquerait le flux de neutrons par unité de temps.

Détecteurs d'argent. — Ce sont des feuilles métalliques.

a) La série désignée par les lettres $\alpha\beta\gamma\delta$ d'épaisseur 0,055 mm., de densité superficielle 0,0584 g./cm^2. En adoptant la section efficace 60.10^{-24} cm^2 autour de laquelle se répartissent les différentes valeurs proposées (2) on calcule une « densité efficace » $K\delta = 0{,}0195$ pour les neutrons d'énergie kT.

b) La série $\lambda\mu\nu\xi$ d'épaisseur 0,20 mm., de densité superficielle 0,206 g./cm^2, de « densité efficace » $K\delta = 0{,}069$.

Détecteurs de vanadium. — Ils sont préparés avec la technique suivante : de l'oxyde de vanadium V_2O_5 en poudre est mouillé avec une solution alcoolique de gomme laque ou une solution de baume du Canada dans le xylol (la première méthode paraît donner de meilleurs résultats). La pâte ainsi obtenue est versée dans de petites cuves parallélipipédiques de dimensions $22 \times 23 \times 5$ mm^3 fabriquées à partir d'une feuille d'aluminium de 0,15 mm. d'épaisseur par pliage sur une forme. Les dépôts une fois secs sont recouverts par des couvercles en aluminium de 0,03 mm. d'épaisseur collés sur les bords de la cuve. Le poids de gomme (ou de baume) incorporé est 5 o/o du poids de V_2O_5. Il suffit pour donner à l'échantillon une robustesse très satisfaisante, lui permettant de subir des chocs sans dommage. Le rôle des noyaux d'hydrogène sur les neutrons est négligeable.

Deux séries ont été utilisées :

a) les détecteurs *abcd* de densité superficielle moyenne en $V_2O_5 = 0{,}264$ g./cm^2. En admettant que la section efficace du vanadium est 6.10^{-24} cm^2 la « densité efficace » est $K\delta = 0{,}0105$;

b) les détecteurs *efgh* de densité superficielle en $V_2O_5 = 0{,}462$ g/cm^2, de densité efficace $K\delta = 0{,}0183$.

Détecteurs de dysprosium. — L'oxyde de dysprosium Dy_2O_3 a été très aimablement fourni au laboratoire par M. Trombe.

Une première *série* (n° 1) de détecteurs numérotés en chiffres arabes avait été préparée autrefois. Ce sont des dépôts, fixés par une gomme, dans des cuves relativement épaisses en aluminium de dimensions extérieures $40 \times 10 \times 5$ mm^3 ; elles sont fermées par une feuille de cellophane, qui malheureusement n'empêche pas le dépôt de s'effriter.

Nous avons plus souvent utilisé une *série n° 2* de détecteurs désignés par les lettres MNOP fabriqués par nous sur les dimensions standard avec le procédé suivant : sur une feuille d'aluminium de 15 μ on prépare un dépôt, formé de Dy_2O_3 en poudre humecté d'une solution alcoolique de gomme laque, occupant une surface de dimensions doubles de celle d'un détecteur. Avant séchage complet, on découpe cette surface en quatre rectangles égaux au moyen de ciseaux et on recouvre chaque dépôt encore frais par une autre feuille d'aluminium de même épaisseur percée de nombreux trous ayant 2 mm. de diamètre. La mixture reste ainsi adhérente aux deux feuilles et peut néanmoins sécher en quelques jours complètement ; il suffit alors de protéger cette pellicule pesant 1 dg. en l'empaquetant dans des feuilles d'aluminium dont la dernière, un peu plus épaisse (50 μ), forme un cadre suffisamment rigide. L'usage a montré que ces détecteurs n'étaient pas fragiles. Leur densité superficielle moyenne en Dy_2O_3 probablement impur est 20,3 mg./cm^2, en gomme : 3,6 mg./cm^2. La section efficace moyenne de capture pour le mélange des isotopes du dysprosium est, d'après les mesures de plusieurs auteurs (10) (11) (38), de l'ordre de $850 . 10^{-24}$ cm^2. On en déduit une « densité efficace » $K\delta = 0{,}055$. Ainsi que Rietzler (38), nous admettons que la période du dysprosium est 2,3 heures.

Nous avons procédé à une *analyse par méthode radioactive* de cet oxyde de dysprosium en étudiant la courbe de décroissance de son activité après une irradiation de 10 minutes aux neutrons du cyclotron dans la paraffine. Par ces mesures, qui ne visent pas à une haute précision, on peut distinguer facilement au-dessus du mouvement propre trois périodes :

a) une activité de longue période (minimum plusieurs dizaines de jours) qui pourrait être due en partie à un Terbium 70 jours ;

b) une période d'une trentaine d'heures, sûrement attribuable à ^{166}Holmium 30 heures, d'activité à l'origine 5,5 impulsions/minute ;

c) la période du ^{165}Dysprosium 2,3 heures, d'activité à l'origine 8 400 impulsions/minute et même au delà.

La figure 1 donne la courbe de décroissance en coordonnées semi-logarithmiques après soustraction du mouvement propre et des longues périodes. Nous avons trouvé dans la bibliographie les données qui permettent une évaluation de la proportion d'Holmium dans Dy.

Le rapport des activités à l'origine est $6{,}5.10^{-4}$, celui des vies moyennes $\frac{30}{2{,}3}$, donc en admettant le même pouvoir pénétrant pour les deux rayonnements β, le rapport des nombres d'atomes radioactifs formés est $8{,}5.10^{-3}$. Ce dernier est égal au rapport des concentrations multiplié par le rapport des sections efficaces. Celle de l'Holmium est d'après Rietzler (10) 47 (en unités 10^{-24} cm²), celle du

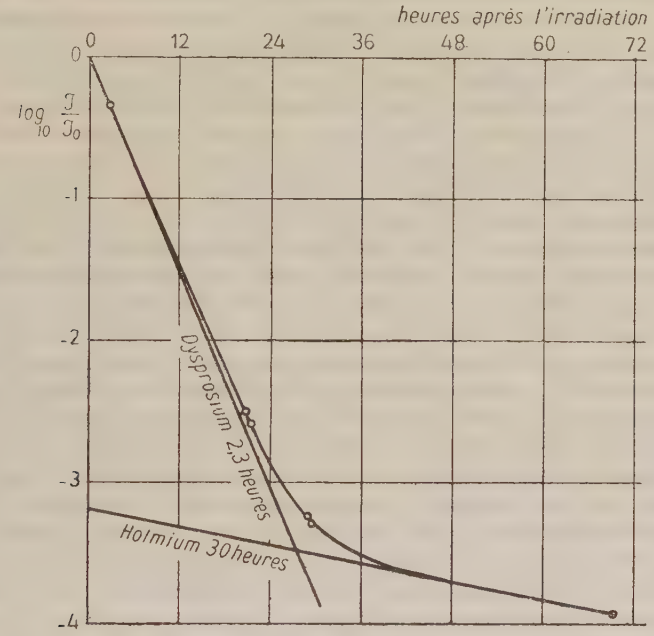

Fig. 1. — Analyse de la courbe de décroissance des détecteurs de dysprosium.

dysprosium (pour l'activité de 2,3 heures et répartie entre la totalité des isotopes) est 250 d'après Lise Meitner (11), 272 d'après Houtermans (12). On en conclut que la proportion d'Holmium est 5 o/o. La figure 1 montre que cette impureté ne modifie pratiquement pas la période apparente du dysprosium jusqu'à la réduction au 1/100 de son activité.

Les mesures au compteur. — Nous n'ouvrirons pas un chapitre spécial sur ce sujet maintenant trop classique. Qu'il nous suffise de donner les quelques précisions suivantes : les compteurs sont du type couramment employé au laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège

de France, à coque en duralumin de 1/10 mm. d'épaisseur sur une longueur de 4 cm. Ils contiennent un mélange d'argon et d'acétone. Nous avons construit un amplificateur suivant un schéma donné par M. Berthelot dans sa Thèse (Paris, 1943), fig. 17, p. 54. Il actionne un numérateur de faible inertie dû au même auteur (fig. 15, p. 53 de sa Thèse), qui permet de compter sans pertes notables jusqu'à 3 000 impulsions par minute.

Deux causes d'erreur se présentent dans la numération des impulsions : les pertes aux cadences élevées et la variation de rendement de l'installation causée soit par un changement de compteur, soit par les fluctuations d'un même compteur, soit par les fluctuations des propriétés de l'amplificateur. Les pertes peuvent être mesurées en étudiant la décroissance d'un élément radioactif à période pure bien étalonnée (^{128}I 25,00 minutes, ^{52}V 3,74 minutes). La courbe représentant le logarithme de l'activité en fonction du temps se confond avec une droite de pente prévue pour les faibles activités et s'en écarte progressivement aux fortes activités. Cette expérience de contrôle permet soit de vérifier l'absence de pertes dans les conditions d'utilisation, soit d'étalonner les pertes en vue de les corriger (nous n'avons pas toujours eu à notre disposition un numérateur rapide). Les fluctuations de rendement sont connues grâce à une source radioactive étalon. Le modèle utilisé au laboratoire est un dépôt d'urane encastré dans la paroi intérieure d'un cylindre en laiton qui peut s'enfiler sur le compteur. Un jeu de plusieurs étalons d'intensités différentes permet aussi un contrôle rapide des pertes en s'assurant que leur rapport n'a pas varié. Dans ce but nous en comparons deux : l'un donnant environ 360 impulsions par minute, l'autre 3 000. Toutes nos mesures au compteur sont corrigées, s'il y a lieu, des variations de rendement et des pertes. Ces précautions sont signalées ici une fois pour toutes et ne sont plus indiquées dans le texte à l'occasion de chaque expérience.

Les mesures au compteur sont généralement relatives, c'est-à-dire qu'elles visent à connaître seulement un rapport d'intensités neutroniques, par le rapport de leurs efficacités sur le détecteur. Celles-ci sont alors définies par les nombres d'impulsions obtenus dans des conditions arbitraires, mais invariables pendant la série d'expériences. Nous les désignons par le terme « activation ». Celui d'activité désignera la fréquence des impulsions par minute à un moment quelconque (1). Avec les détecteurs de courte période (argent-vana-

(1) Sur le sujet de nos conventions de termes signalons que l'« irradiation » désignera l'action des neutrons sur le détecteur et que l' « exposition » désignera l'action du rayonnement radioactif acquis sur l'appareil de mesure : compteur ou chambre d'ionisation.

dium) l'activation sera définie de telle sorte qu'elle soit peu inférieure au nombre maximum d'impulsions qu'il est possible d'enregistrer : ce maximum serait obtenu avec une irradiation très longue suivie, après le temps minimum nécessaire aux manipulations, d'une exposition très longue. En pratique on n'a guère intérêt à prolonger irradiation et exposition au delà de trois périodes.

CHAPITRE II

Etude de la chambre d'ionisation.

1. Description. — Elle est remplie d'argon sous une pression de 3 kg./cm^2. Sa coupe est représentée figure 2. C'est un cylindre en cuivre de 96 mm. de diamètre intérieur, dont les bases sont formées par deux disques épais en laiton, distants de 10 cm. ; le disque inférieur est percé d'un orifice circulaire de 60 mm. de diamètre, fermé par une feuille d'aluminium de 0,1 mm. d'épaisseur, à travers laquelle peuvent pénétrer les rayons β. Elle est maintenue par un autre disque, pareillement évidé, vissé au moyen de six goujons. L'étanchéité est assurée par un joint de caoutchouc. Plusieurs essais ont montré que la feuille d'aluminium résistait jusqu'à une pression de 4 kg./cm^2. La source radioactive est placée en dessous, à distance réglable, dans une boîte servant de socle à l'appareil.

Le disque supérieur est percé d'un orifice en forme d'entonnoir très évasé (afin de réduire le coefficient d'influence), à travers lequel passe l'électrode collectrice : une tige de 2 mm. de diamètre, terminée par une boule de 5 mm. de diamètre. La tige est fixée au centre d'un disque d'ébonite, par l'intermédiaire d'un anneau de garde et d'un bouchon d'ambre. Toutes ces pièces sont picéinées et s'appuient l'une sur l'autre par des épaulements, pour résister à la pression ; l'ensemble est solidement fixé sur le disque de laiton. La résistance électrique entre l'anneau de garde et l'électrode collectrice est au moins 10^{16} ohms. Une tubulure fermée par un robinet à pointeau permet le remplissage de la chambre, dont le volume intérieur est de 800 cm^3.

2. Détermination des capacités électrostatiques. — La chambre est associée à un électromètre à fil de type Pohl, placé directement au-dessus d'elle. La cage de l'électromètre se raccorde avec l'anneau de garde, tandis que son fil forme avec l'électrode collectrice un unique conducteur isolé, soustrait à toute influence parasite. Le contact est assuré par un petit godet rempli de mercure, dans lequel

plonge une courte tige en fer reliée au fil de l'électromètre (1). La capacité de l'installation est ainsi réduite au minimum. Cette capacité C se compose des coefficients d'influence entre le conducteur

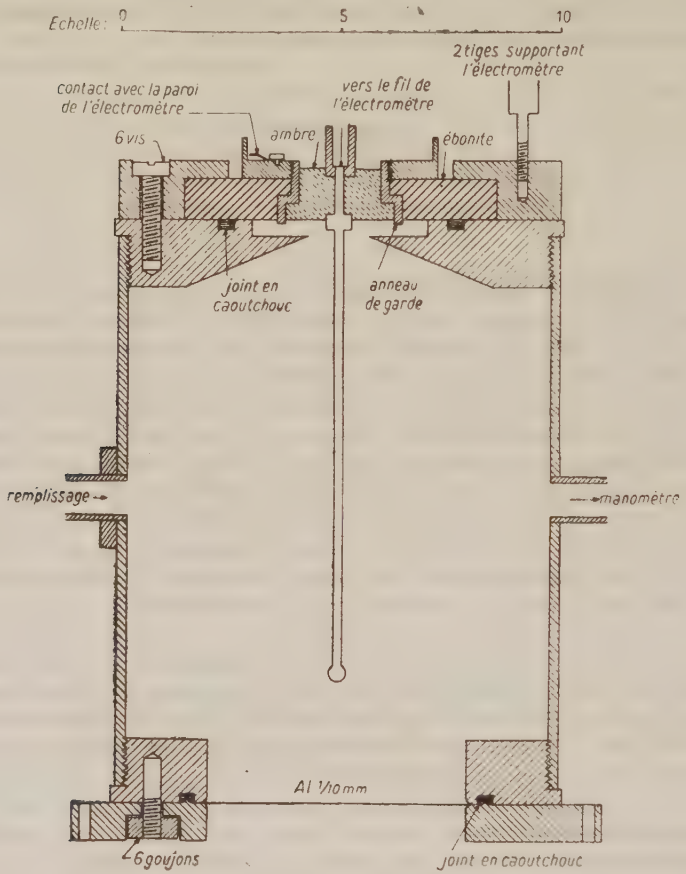

Fig. 2. — Coupe de la chambre d'ionisation.

central isolé d'une part et, d'autre part, la paroi de la chambre d'ionisation (C_i), l'anneau de garde (C_a), l'électromètre (parois et couteaux) :

(1) La mise au sol de ce conducteur isolé est obtenue par une petite tige mue par une commande souple (déclencheur photographique). Cette tige vient au contact de la paroi extérieure du godet de mercure. Pour éviter l'effet des forces électromotrices de contact, nous avons recouvert l'une et l'autre pièces d'une feuille d'aluminium.

(C_e). Par plusieurs méthodes nous avons comparé ces grandeurs à une capacité-étalon de valeur $\Gamma = 30$ cm.

1° *Méthodes purement électrostatiques. Mesure de la capacité totale C.* — Dans l'état d'utilisation normale de l'appareil, l'électrode isolée n'est pas accessible. Nous avons pu tourner cette difficulté par le procédé suivant : l'électromètre (dont les couteaux sont sous tension) et la chambre étant séparés, leurs électrodes isolées sont chargées à environ 60 volts par rapport à leurs parois reliées au sol. Puis l'appareil est remonté et le potentiel commun V est mesuré par la

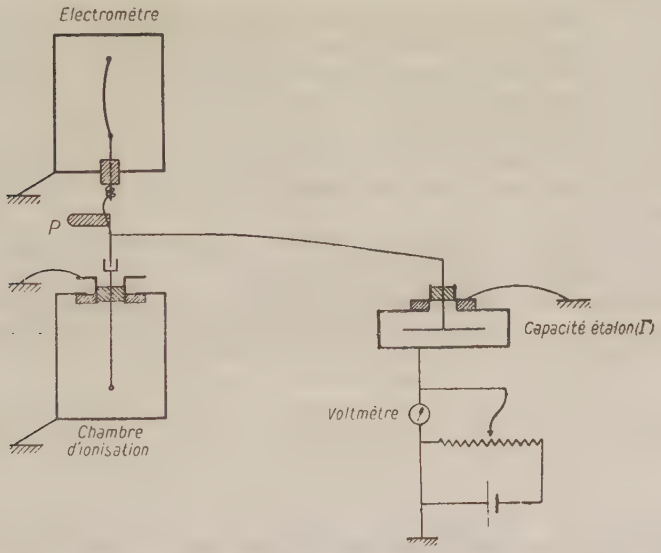

Fig. 3. — Schéma du dispositif pour la mesure de la capacité de la chambre.

déviation du fil de l'électromètre (celui-ci a été préalablement étalonné et, pour éviter des variations dans les conditions mécaniques, il est dans l'état de tension maximum permise par le dispositif de réglage). L'appareil est démonté de nouveau et les électrodes isolées sont reliées l'une et l'autre à l'armature interne du condensateur-étalon initialement déchargé (fig. 3). Le fil de liaison est guidé par une petite potence P en picéine, soudée à lui. Enfin, le potentiel du conducteur ainsi formé, dont fait partie l'électromètre, est ramené à zéro par une variation convenable v du potentiel de l'armature externe. La charge initiale CV s'est entièrement transportée par influence dans le conducteur-étalon ; elle vaut donc Γv. La valeur de C tirée de cette série d'expériences est 5,00 cm.

D'autres mesures ont été faites sur l'appareil légèrement modifié : l'électromètre et la chambre séparés par un intervalle de 2,5 cm., à travers lequel on peut atteindre les électrodes isolées, celles-ci réunies par un fil fin. La capacité (soit C') en est augmentée d'une quantité inférieure aux erreurs d'expérience. En effet elle a été mesurée de deux manières :

a) par la méthode précédemment décrite, consistant à lui communiquer une charge C'V et à faire passer une charge par influence dans l'armature interne du condensateur-étalon ; le résultat fut $C' = 5{,}04$ cm. ;

b) Par des méthodes d'égalisation de potentiel entre C' et la capacité Γ' du condensateur-étalon muni d'un fil de liaison. Dans l'état initial, l'une d'elles est seule chargée. Une fois mises en contact elles se répartissent cette charge et, de la variation de potentiel on peut déduire le rapport des capacités. Mais la disproportion entre C' et Γ' rend la méthode peu sensible. Nous avons augmenté la précision par des échanges répétés de charges électriques selon l'un des deux procédés suivants :

α) La capacité C', initialement au potentiel zéro, est mise en contact un court instant avec la capacité Γ' (6 fois plus grande) chargée au potentiel V. Elle est ensuite déchargée et mise de nouveau en contact avec Γ', et ainsi de suite. Les potentiels successifs d'égalisation sont :

$$V_1 = V\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'} \qquad V_2 = V\left(\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'}\right)^2 \ldots \qquad V_n = V\left(\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'}\right)^n \ldots$$

La précision sur $\log\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'} = \frac{1}{n}\log\frac{V_n}{V}$ est croissante avec n, du moins pour les premiers termes. En pratique, la mesure est faite après la 5e ou la 6e touche. V_n est alors environ moitié de V. Nous avons vérifié que les valeurs successives de V_n (connues par l'électromètre) sont en progression géométrique. Des mesures d'étalonnage permettent de tenir compte de la capacité du fil de liaison et du coefficient d'influence entre l'électrode isolée du condensateur-étalon et son anneau de garde. Nous en avons déduit pour la capacité de référence Γ' la valeur 37,9 cm.

β) La capacité Γ' est initialement au potentiel zéro. Elle est mise en contact n fois successivement avec la capacité C', préalablement chargée chaque fois au potentiel V. Les potentiels successifs d'égalisation sont :

$$V - V\left(\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'}\right), \qquad V - V\left(\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'}\right)^2, \ldots \qquad V - V\left(\frac{\Gamma'}{C'+\Gamma'}\right)^n, \ldots$$

Du potentiel final on peut encore déduire $\frac{\Gamma'}{C'}$. Ces deux séries d'expériences ont donné $C' = 4{,}96$ cm.

On peut donc dire que les valeurs de C' et de C se confondent à la précision des mesures, limitée principalement par les erreurs sur les potentiels lus sur la graduation de l'électromètre. La valeur commune est 5,00 cm.

Mesure de la capacité de l'électromètre C_e (la chambre étant enlevée).

Basée sur le même principe que la précédente, elle a fourni $C_e = 2{,}15$ cm.

Mesure de la capacité de la chambre d'ionisation. — Nous avons pu employer ici la méthode classique de zéro : l'électrode isolée de la chambre est réunie à celle du condensateur-étalon et au fil de l'électromètre. Au moyen d'un dispositif potentiométrique, on applique simultanément de brusques variations de potentiel de signes contraires aux armatures extérieures du condensateur-étalon et de la chambre. On effectue le réglage de telle sorte que le potentiel de l'électrode isolée n'en soit pas modifié : le fil de l'électromètre reste au zéro. Le rapport des coefficients d'influence de ces armatures est alors égal au rapport des variations de potentiel connues par des résistances-étalon. Cette méthode appliquée à la chambre a donné :

a) l'anneau de garde étant au sol : $C_i = 1{,}42$ cm. ;

b) l'anneau de garde étant relié à la paroi : $C_i + C_a = 2{,}69$ cm.

2° *Méthodes utilisant le courant d'ionisation produit par une source radioactive étalon dans une position déterminée.* — Elles consistent à mesurer ce même courant par trois méthodes différentes :

a) Par une méthode de compensation utilisant le condensateur-étalon de capacité $\Gamma = 30$ cm. L'électromètre et la chambre sont séparés, leurs électrodes isolées sont reliées entre elles ainsi qu'à l'armature intérieure du condensateur-étalon selon le schéma de la figure 3. Les charges apportées par le courant d'ionisation pendant un temps T sont compensées par une variation V du potentiel de l'armature extérieure, l'intensité est donc $\Gamma V/T$.

b) Par une deuxième méthode de compensation, qui utilise le coefficient d'influence C_i entre l'électrode isolée et la paroi de la chambre elle-même (fig. 4) : le fil de l'électromètre est maintenu au zéro par une variation U du potentiel de la paroi de la chambre, qui compense l'apport des charges collectées pendant un temps τ, le courant s'exprime par $C_i U/\tau$. Comme le montre l'étude des pertes (cf. paragraphe III et notamment la figure 5), cette variation d'une vingtaine de volts au plus, subie par le potentiel de la chambre qui est de 400 volts au moins, n'a aucune influence décelable sur le courant recueilli. La variation du potentiel de la chambre est obtenue

par un dispositif potentiométrique placé en série avec les batteries de polarisation.

Cette méthode a l'avantage de ne nécessiter aucun organe supplémentaire et d'être utilisable avec l'appareil normalement monté comme nous l'avons décrit. Elle a été employée dans plusieurs autres expériences.

c) Par la vitesse de déviation du fil. Le courant produit en

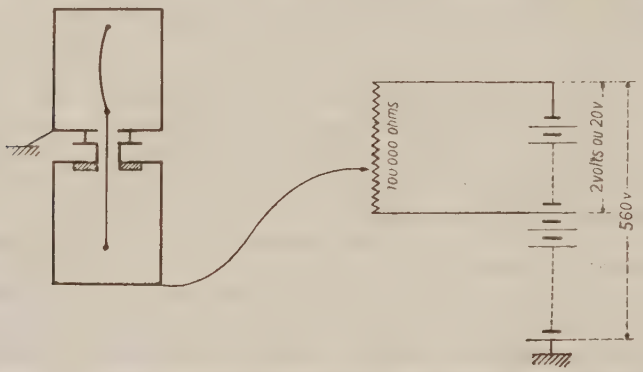

Fig. 4. — Schéma de la méthode de compensation par variation du potentiel de la chambre.

t secondes une élévation v du potentiel de l'électrode isolée connue par l'étalonnage de l'électromètre, l'intensité est C_v/t.

En égalant les expressions de l'intensité on déduit C_i des expériences (*a*) et (*b*) et C des expériences (*a*) et (*c*). Les résultats sont : $C = 5{,}02$ cm. et $C_i = 1{,}44$ cm., en accord, à la précision des expériences, avec les mesures décrites dans le paragraphe 1er. Les valeurs adoptées dans l'ensemble sont :

$$C = 5{,}00 \text{ cm.}$$
$$C = 1{,}43 \text{ cm.}$$

3. **Etude des pertes par recombinaison d'ions.** — Dans des conditions déterminées d'irradiation, le courant recueilli dans une chambre d'ionisation croît en fonction du potentiel appliqué V et tend vers une limite ϑ_0 qui correspond à la capture de tous les ions produits (nous supposons toutefois que les potentiels restent faibles par rapport au potentiel explosif). Le défaut de saturation peut s'exprimer par la fraction d'intensité perdue $\delta = (\vartheta_0 - \vartheta)/\vartheta_0$. Il décroît avec V et croît avec ϑ_0. J. Surugue (13) a constaté que δ pouvait être représenté dans un large domaine par l'expression $\delta = A/V$ et que le coefficient A, évidemment décroissant avec ϑ_0, tend vers une limite finie

lorsque $\mathfrak{I}_0$ tend vers zéro. Nous avons retrouvé nous-mêmes ces résultats. Ainsi le graphique de la figure 5, relatif à la source de rayons γ donnant un $\mathfrak{I}_0$ voisin de 0,007 u. e. s., montre que $\mathfrak{I}$ est fonction linéaire de 1/V entre 80 et 430 volts. Nous avons fait de nombreuses mesures de la grandeur A à différentes intensités, jusqu'au mouvement propre (2.10^{-5} u. e. s.). Sa valeur limite inférieure est 4 volts.

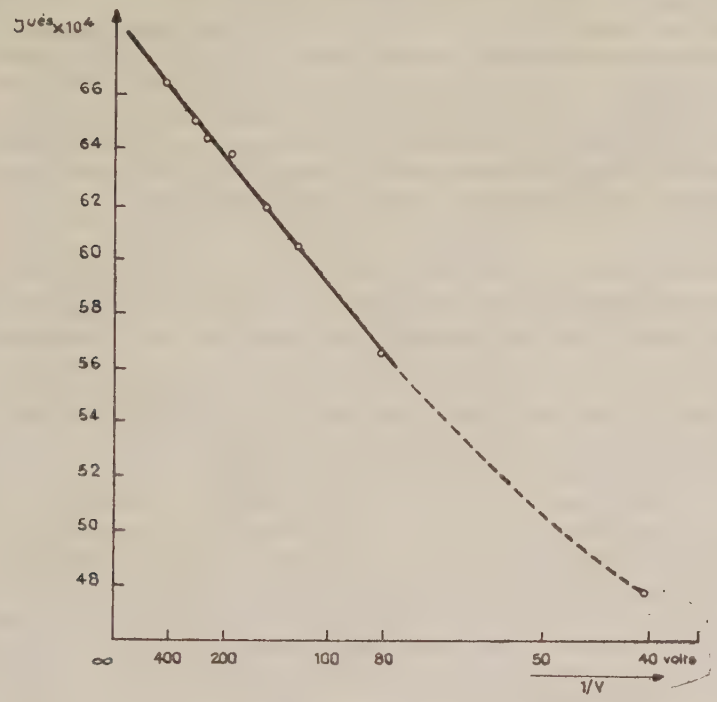

Fig. 5. — Variation du courant recueilli dans la chambre en fonction du potentiel appliqué (source étalon).

Elle est pratiquement atteinte pour une intensité de 10^{-3} u. e. s. à condition que le rayonnement agisse assez uniformément sur le gaz de la chambre.

Une exploration complète des propriétés de la chambre résidant dans les variations de δ en fonction des deux paramètres V et $\mathfrak{I}_0$ a été faite par l'étude de la décroissance de l'iode radioactif ^{128}I. Les mesures de l'intensité recueillie sont faites par roulement avec quatre tensions différentes : 395, 196, 82 et 41 volts, tandis que $\mathfrak{I}_0$ varie en fonction du temps suivant une loi exponentielle exactement connue, grâce à l'étalonnage précis de Hull et Seelig (14), qui attribue

à l'iode 128 la période $24,99 \pm 0,02$ minutes. Comme nous l'indiquerons dans la deuxième partie, nous avons retrouvé nous-mêmes ce résultat avec une précision moindre.

La source radioactive est obtenue en irradiant IC_2H_5 par les neutrons ralentis dans la paraffine issus du cyclotron du laboratoire de M. Joliot au Collège de France. $^{128}I^*$ est extrait par une solution de SH_2. Ensuite il est précipité à l'état de I_2Pd, ce qui le débarrasse des traces de brome (15), dont l'un des isotopes radioactif de période 18 minutes serait particulièrement gênant. La seule impureté radioactive qui puisse être décelée est une trace de ^{126}I de période 14 jours, dont l'activité initiale est, après une irradiation de 1 heure, 400 000 fois plus faible que celle de ^{128}I. Ce faible terme correctif a été retranché du courant mesuré, au même titre que le mouvement propre (qui lui est d'ailleurs plusieurs fois supérieur).

L'intensité $\mathfrak{I}$ ainsi calculée est corrigée de la décroissance de l'iode, c'est-à-dire qu'on forme la quantité $Y = \log_{10} \mathfrak{I} + \frac{t}{25,00} \log_{10} 2$ (t étant le temps moyen de chaque mesure, compté en minutes à partir d'une origine quelconque). A une constante près, Y n'est autre que $\log \frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0}$ ($\mathfrak{I}_0$ courant maximum qui pourrait être obtenu moyennant une tension assez élevée). En effet $\mathfrak{I}_0$ décroît exponentiellement avec la période de 25 minutes et le logarithme de son inverse varie comme le deuxième terme de Y.

On obtient ainsi (fig. 6) un réseau de courbes représentant Y en fonction du temps, c'est-à-dire du logarithme de $\mathfrak{I}_0$, pour les différentes tensions de polarisation V choisies. On peut extrapoler au moyen de la loi en $1/v$ pour déterminer la droite horizontale $Y = Y_0$ qui correspondrait à une tension infinie. Enfin, la quantité envisagée plus haut, $\delta = (\mathfrak{I}_0 - \mathfrak{I})/\mathfrak{I}_0$, se déduirait facilement de $Y_0 - Y$ et, si elle peut être considérée comme un infiniment petit, elle est équivalente à $\frac{1}{0,434} (Y_0 - Y)$.

Cette étude a été faite pour un dépôt d'iode de 6 cm. de diamètre, placé sous la chambre à 14 cm. de sa partie inférieure. Dans ces conditions, la fenêtre de la chambre reçoit un rayonnement de densité à peu près uniforme. Les mêmes mesures ont été faites avec un dépôt de 2,2 mm. de diamètre, placé à 2 cm. de la chambre. Cette source plus fine, placée plus près, envoie dans la chambre un rayonnement localement plus concentré. On prévoit donc des pertes par recombinaison plus importantes pour une même intensité $\mathfrak{I}_0$. L'augmentation constatée est de l'ordre de 20 o/o.

L'utilisation pratique de la chambre ayant lieu entre ces deux cas limite, il sera possible de tenir compte de cette cause d'erreur et d'apporter une correction souvent assez précise. Cependant elle peut

dépendre encore de la nature du rayonnement et de son énergie. A ce sujet on peut attendre que les rayons β et γ auront pratiquement les mêmes effets (la chambre n'est d'ailleurs pas faite pour recevoir des rayonnements corpusculaires lourds). C'est ce que nous avons vérifié avec une source de radium de 8 microgrammes, n'émettant que des rayons γ, placée dans deux positions différentes. Les courbes de satu-

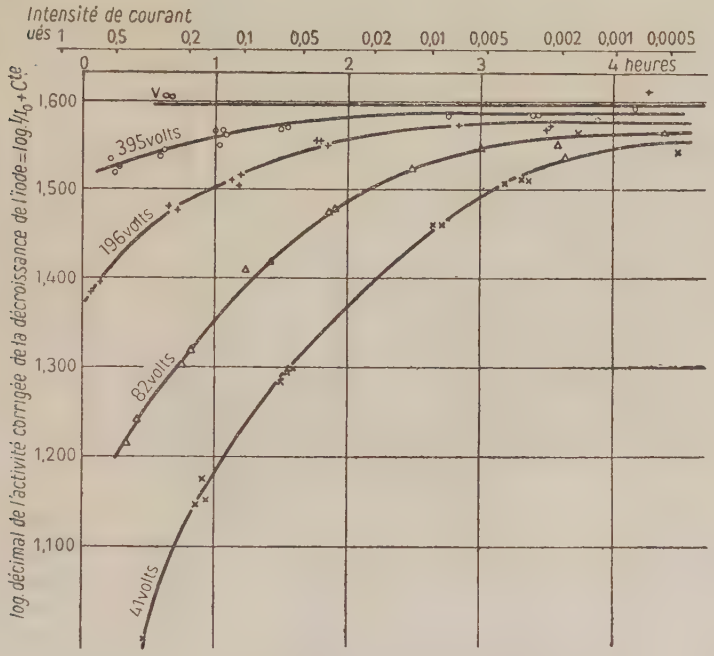

Fig. 6. — Pertes de la chambre d'ionisation.

ration obtenues se confondent avec celles de l'iode radioactif β, placé dans les mêmes positions et produisant les mêmes courants.

Enfin, on verra plus loin que cet étalonnage des pertes a été mis à profit dans la mesure de la période du vanadium, où il a donné des résultats cohérents. En pratique, avec une tension de 400 volts les pertes peuvent être négligées pour les intensités inférieures à 0,02 u. e. s. Le mouvement propre est de l'ordre de 2.10^{-5} u. e. s.

CHAPITRE III

Chambre à fluorure de bore.

En vue de la détection des neutrons par la réaction $n\alpha$ on a utilisé des chambres d'ionisation tapissée entièrement de bore ou de lithium, ou bien contenant du bore à l'état de combinaison gazeuse BF_3. C'est cette deuxième solution que nous avons adoptée.

Description (fig. 7). — C'est un cylindre en duralumin dont les parois ont 1 mm. Il est fermé par un bouchon de plexiglass ceint d'un anneau de garde et traversé par une pièce creuse portant l'électrode collectrice. Celle-ci est une tige d'acier terminée par une boule. L'anneau de garde, aussi large que possible afin de diminuer la capacité électrostatique, est isolé des parois par des bagues en plexiglass. De la picéine assure l'étanchéité du montage. Par l'intermédiaire d'un manchon d'ébonite démontable, la chambre est fixée à un support cylindrique en laiton, lui-même vissé dans le blindage de l'amplificateur. De plus un cylindre de cadmium coaxial entoure généralement la chambre qui est destinée à recevoir le rayonnement de neutrons dans la direction de son axe. Sa capacité est 69 cm^3.

Remplissage. — Le fluorure de bore a été préparé au laboratoire de M. le Doyen Damiens de la Faculté de Pharmacie de Paris par M. Neudorffer. Je remercie ici l'un et l'autre de leur obligeance. L'appareil en verre qui nous a servi à en remplir la chambre est représenté figure 8. Le détail du raccord picéiné entre le tube de verre et la pièce centrale de la chambre est indiqué sur la coupe de la figure 7. Après avoir fait le vide dans l'installation on ouvre le robinet R_2 et on condense un peu de gaz dans l'ampoule en la refroidissant à l'air liquide. Puis on la laisse revenir à température ordinaire après avoir fermé R_2 et on suit l'accroissement de pression du gaz par le tube barométrique ; au moment où elle atteint la pression atmosphérique on ferme R_3 et on scelle.

Capacité électrostatique. — Le coefficient d'influence entre l'électrode centrale et la paroi, y compris l'anneau de garde, a été comparé à la capacité d'un condensateur au mica, qui avait été lui-même étalonné. Nous avons utilisé la méthode de zéro classique qui nous a déjà servi pour mesurer la capacité de la chambre d'ionisation (Chap. II). Elle nous a donné 4,7 cm.

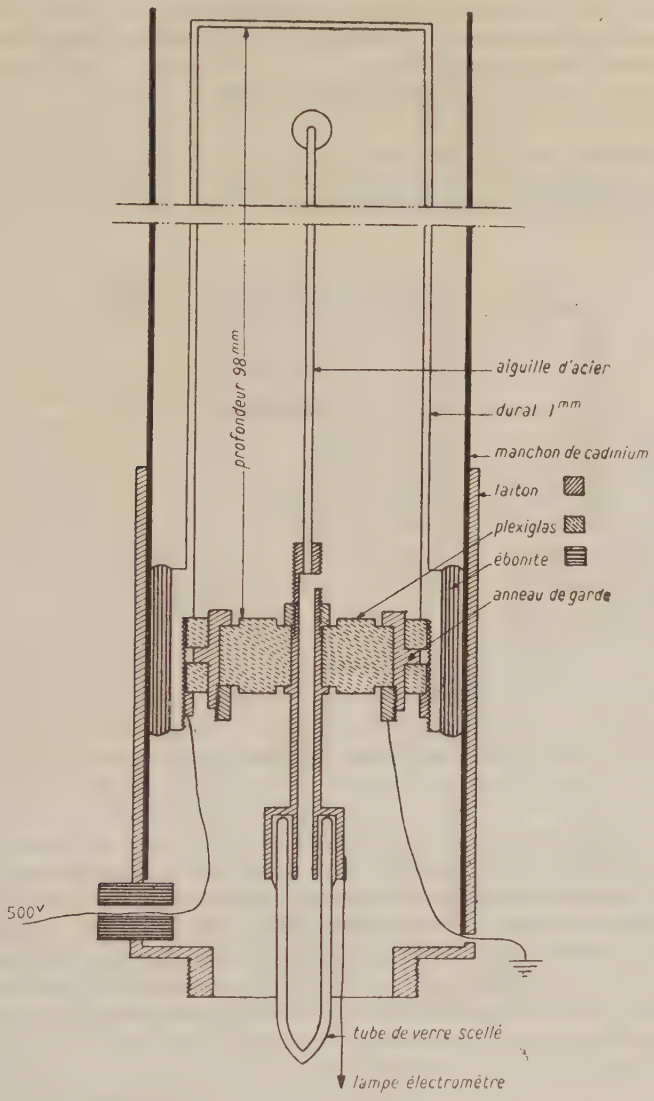

Fig. 7. — Chambre à fluorure de bore (grandeur égale).

Amplificateur. — Nous avons utilisé le premier étage de l'amplificateur proportionnel en service au laboratoire qui comprend une Al_2 comme lampe électromètre et deux EF_6 comme amplificatrice. La paroi de la chambre est portée à une tension positive de l'ordre de

500 volts. La grille de la lampe électromètre, reliée à l'électrode collectrice de la chambre est « flottante ». Les impulsions négatives qui proviennent de cet amplificateur sont observées à l'oscillographe cathodique. Elles sont aussi dirigées vers le numérateur rapide (modèle de M. Berthelot) déjà décrit, par l'intermédiaire d'un nouvel amplificateur : une 6C6 les rend positives, elles agissent alors sur la grille, polarisée négativement, d'une lampe de puissance (6L6) qui alimente l'électroaimant du numérateur. La première lampe est

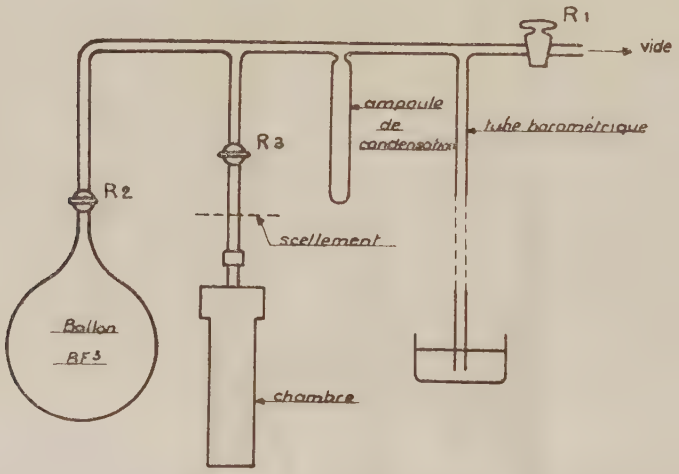

Fig. 8. — Appareil pour le remplissage de la chambre à BF^3.

précédée d'une liaison capacité-résistance de 2 000 cm.-300 000 ohms dont la constante de temps ($0{,}6 . 10^{-3}$ sec.) est juste suffisante pour que le numérateur soit actionné. Les variations de potentiel plus lentes ne sont pas transmises. Par ce moyen, le deuxième amplificateur fait aisément la discrimination des impulsions dues aux rayons α, même au milieu d'un bruit de fond qui ne permettrait pas de les distinguer à l'oscillographe. Enfin le minimum d'amplitude enregistré est défini par la polarisation de la 6L6 (de l'ordre $-60\,v$).

DEUXIÈME PARTIE

DÉTERMINATION DE QUELQUES CONSTANTES RELATIVES AU VANADIUM RADIOACTIF ^{52}V

CHAPITRE PREMIER

Mesure de la période.

La période de ^{52}V avait été déterminée par deux auteurs. D'une part, Fermi et ses collaborateurs (9) mirent en évidence sa formation par la réaction $^{51}V(n, \gamma)^{52}V$ et lui attribuèrent la période 3,75 minutes. Plus récemment H. Walke (16) étudia des échantillons de ce radioélément provenant de cette réaction et de plusieurs autres processus nucléaires. Il conclut à une période de $3,9 \pm 0,1$ minute, valeur adoptée par les Tables de Constantes. Enfin, à la suite de nos propres expériences, nous avons publié (17) le résultat : $3,74 \pm 0,01$ minutes.

Le radiovanadium est obtenu au cyclotron par la réaction $^{51}V(n, \gamma)^{52}V$ en exposant aux neutrons thermiques l'oxyde V_2O_5. *Les différents échantillons* ont trois provenances différentes : 1° un produit pur en poudre de la maison Rhône-Poulenc ; 2° un culot de V_2O_5 cristallisé par fusion dans un creuset, dû à l'obligeance de M. Gain ; 3,8 g. de poudre qui ont été purifiés par M. Morette (18) à l'état de métavanadate d'ammonium (19) : ce sel subit alternativement des dissolutions dans l'eau et des cristallisations sous l'effet du chlorure d'ammonium. Il est ensuite décomposé par la chaleur en V_2O_5. « Les impuretés que renfermaient les produits initiaux n'étaient plus décelables dans le vanadate » (18).

L'*irradiation* est aussi brève que possible, quelques minutes, afin de réduire l'importance des faibles activités de plus longues périodes, dues à ^{50}V (période 3,7 heures) produit par la réaction $^{51}V(n, 2n)^{50}V$, et éventuellement aux impuretés. Dans le cas de l'échantillon n° 3, particulièrement pur, ces activités parasites sont totalement inobservables.

Mesures. — L'étude de la décroissance est faite au moyen de la chambre d'ionisation. Le courant est connu :

a) soit par la vitesse de la déviation du fil de l'électromètre : dans certains cas, nous mesurons le temps de collection d'une charge

constante, dans d'autres cas, la charge collectée pendant une durée constante, la graduation de l'électromètre étant étalonnée ;

b) soit par la méthode de zéro décrite dans la première partie (cf. chapitre II, Partie 2, 2°, Méthodes utilisant le courant d'ionisation, paragraphe *b*), consistant à compenser la charge collectée par une variation du potentiel de la chambre, constante pour une série de mesures. Etant donnée la variation considérable de l'intensité mesurée au cours d'une même décroissance (de 2.10^{-1} u. e. s. à 2.10^{-5} u. e. s.), il est nécessaire d'adopter plusieurs sensibilités. Leur rapport a été soigneusement établi et aucune discontinuité n'est observable sur la représentation graphique lors du changement de sensibilité. Les charges collectées sont corrigées du mouvement propre et éventuellement des activités de longues périodes. On en déduit les valeurs de l'intensité en tenant compte de la décroissance pendant la durée d'une seule mesure. Dans la majorité des cas, il suffit pour cela d'admettre que l'activité moyenne se confond avec l'activité instantanée au temps moyen de la mesure. En effet entre o et t, la fonction $e^{-\lambda t}$ admet comme valeur moyenne $\frac{1 - e^{-\lambda t}}{t}$ et la valeur au temps moyen est $e^{-\lambda \frac{t}{2}}$. Le rapport de ces deux expressions est : $\rho = \operatorname{sh} \frac{\lambda t}{2} \Big/ \frac{\lambda t}{2} = 1 + \frac{\lambda^2 t^2}{24} + \ldots$ Le second terme du développement reste inférieur à 1/100 tant que λt est inférieur à 1/2 ou $t < 0{,}7$ période ; il est exceptionnel que cette durée (2,7 minutes dans le cas du vanadium) soit dépassée, et, en pareil cas, on peut introduire une correction dans laquelle l'incertitude sur la période est sans importance.

Comme pour l'étalonnage des pertes au moyen de l'iode ^{128}I (cf. 1re partie), nous avons adopté une représentation particulièrement sensible au voisinage de la période supposée 3,90 minutes, qui nous permet ici une détermination graphique très précise de la période vraie : nous portons en abscisses le temps t de la mesure et en ordonnées $\log_{10} \frac{\mathcal{J}}{e^{-\lambda_0 t}} = \log_{10} \mathcal{J} + \frac{t(\text{min})}{3{,}90} \log_{10} 2$ (λ_0 étant la constante radioactive correspondant à la période 3,90 minutes). La variation exponentielle de $\mathcal{J}$ se traduit encore par une droite. Celle-ci devrait être horizontale si la période était 3,90 minutes. On constate au contraire (comme le montre la figure 9 traduisant l'expérience faite sur l'échantillon n° 3) que les points s'alignent sur une droite correspondant approximativement à la période 3,75 minutes donnée par Fermi. L'écart existant pour les premiers points est dû aux pertes, plus sensibles aux intensités élevées. L'étalonnage de ces pertes déduit des expériences sur ^{128}I et représenté figure 6 permet une correction graphique, après laquelle l'alignement est très satisfaisant ; la varia-

tion linéaire du logarithme de l'intensité est vérifiée sur un intervalle de 13 périodes, soit un rapport 10 000 entre les intensités extrêmes. Les fluctuations sont de l'ordre de 0,04 dans l'échelle des logarithmes décimaux, soit 1 o/o d'erreur pour une mesure individuelle.

Il est intéressant de remarquer que si l'on néglige la correction des pertes, le début de la courbe est pratiquement rectiligne sur un intervalle de 20 minutes (environ 5 périodes), avec une pente trop faible correspondant à une période apparente supérieure à 3,8 minutes. Il y a là une explication vraisemblable des résultats de H. Walke (16) compris entre 3,8 et 4,0 minutes. En effet les mesures publiées par cet auteur s'étendent sur une dizaine de minutes seulement.

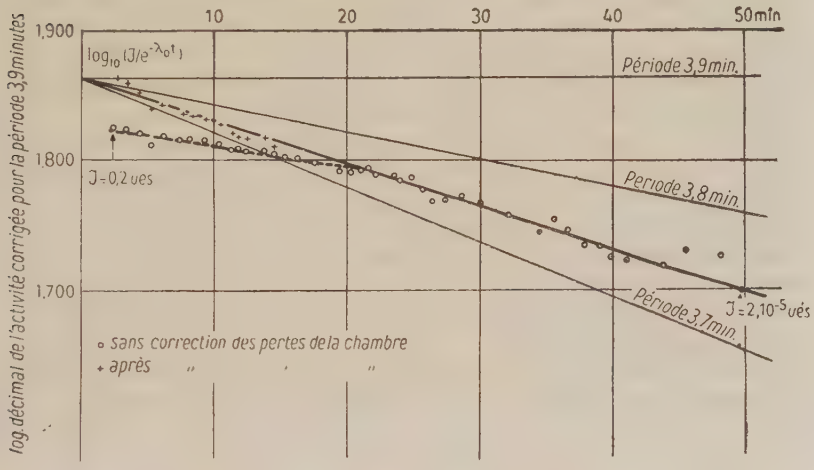

Fig. 9. — Décroissance de ^{52}V
(l'intensité J est exprimée en unités arbitraires).

Enfin, il est extrêmement improbable que notre détermination soit faussée par une impureté, et encore cette erreur ne peut-elle être que très faible. En effet, la pureté nous est garantie, non seulement par l'analyse chimique, mais par le critère physique de la rectitude de la courbe de décroissance en logarithmes. Toute période parasite se trahirait par une concavité tournée vers le haut, à moins d'être voisine de celle du vanadium ; et si cette condition est réalisée, son activité doit être élevée pour avoir un effet appréciable. Pour fixer les idées, supposons une impureté dont l'activité est 10 o/o de celle du vanadium (hypothèse déjà très invraisemblable dans un échantillon où les impuretés ne sont pas décelables chimiquement). Sur le graphique de la figure 9, on peut estimer que la flèche de la courbe est inférieure à 0,01 en logarithmes népériens. On en déduit que la

période parasite ne pourrait différer de celle du vanadium de plus de 10 o/o et l'erreur entraînée dans la mesure de celle-ci serait inférieure à 1 o/o.

Résultats. — Les différentes expériences, de précisions inégales, ont fourni par détermination graphique les valeurs suivantes de la période en minutes :

Echantillon 1.	Mesure	à	temps	constant	: 3,700	3,751
— —	—	à	charge	constante	: 3,756	3,766
— 2	—	—	—	—	: 3,741	
— 3	—	—	—	—	: 3,722	3,745

La dernière expérience est la plus précise. En faisant une moyenne pondérée nous obtenons 3,740 et un calcul d'erreur, conduit selon la méthode expliquée au chapitre suivant, page 32, nous donne une erreur moyenne quadratique de 0,007 minutes. En conséquence nous attribuons au vanadium ^{52}V la période $3,74 \pm 0,01$ minutes.

Nota. — I. Nous avons obtenu un contrôle de nos expériences en mesurant suivant la même méthode et avec une précision comparable la période de l'iode radioactif ^{128}I purifié par précipitation de I_2Pd (15), ainsi qu'il est indiqué dans la première partie (Etude des pertes). Nous nous sommes limité aux activités pour lesquelles les pertes sont négligeables. Notre résultat ($25,03 \pm 0,10$ minutes) est en parfait accord avec l'étalonnage plus précis de Hull et Seelig (14), qui ont trouvé $24,99 \pm 0,02$ minutes.

II. Des expériences dans lesquelles un filtre de plomb arrêtait les β ont montré que l'émission des γ décroît avec la même période.

CHAPITRE II

Mesure de l'énergie des photons émis lors de la désintégration radioactive de ^{52}V.

Fermi et ses collaborateurs (9) avaient signalé que la désintégration β^- de ^{52}V s'accompagne d'une émission γ. Mlle T. Yuasa (8) a observé à la chambre de Wilson plusieurs matérialisations de paires d'électrons, qu'elle a attribuées à ce rayonnement et qui lui ont permis d'évaluer son énergie quantique. Sa détermination la plus récente, portant sur 23 paires, conduit à la valeur $1,50 \pm 0,10$ MeV. Ces résultats ont été confirmés par l'étude que nous avons faite (20) de l'absorption dans le plomb, le cuivre et le fer et qui nous a fait conclure à l'existence d'un rayonnement homogène, d'énergie $W = 1,45 \pm 0,05$ MeV.

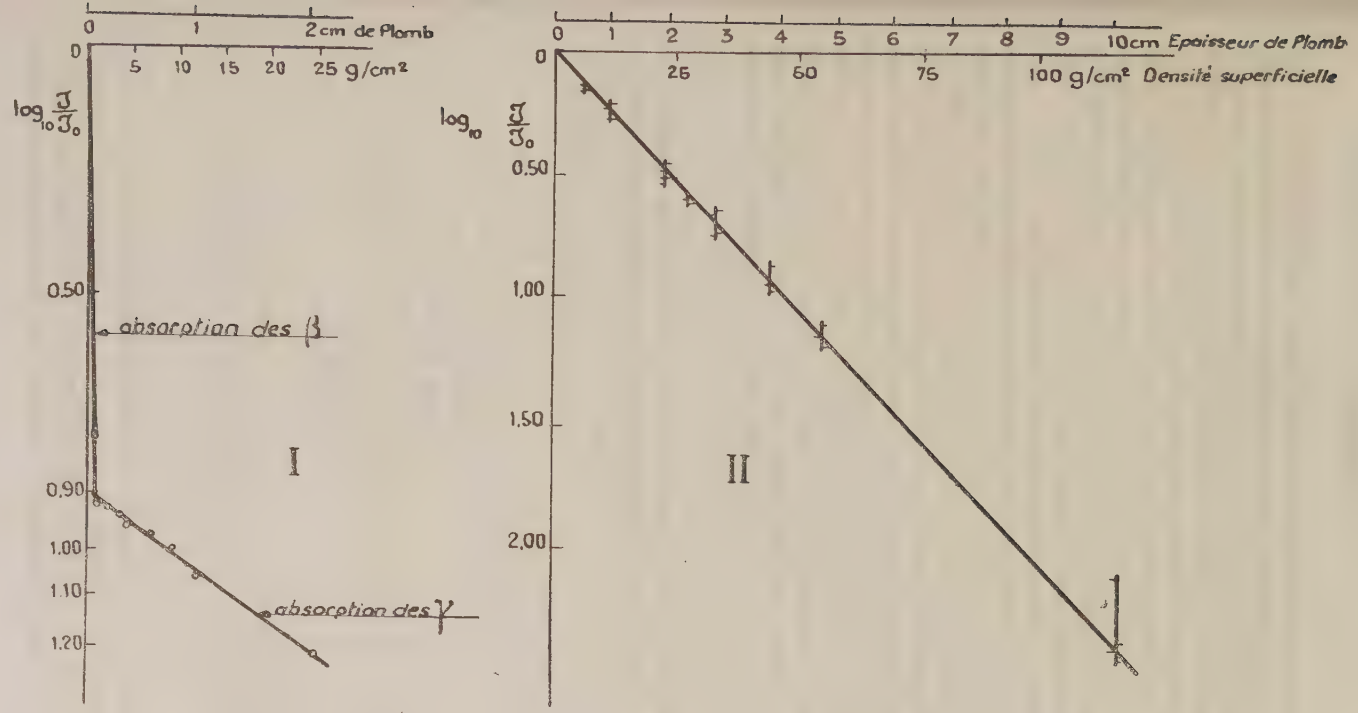

Fig. 10. — *Courbes d'absorption du rayonnement des* ^{52}V.

I. Faisceau non diaphragmé étudié à la chambre d'ionisation sans filtre.

II. Faisceau diaphragmé par un écran de plomb de 10 cm. étudié avec un compteur doublé de plomb (les β sont arrêtés).

Chaque trait vertical correspond à une épaisseur d'écran et chaque potence indique la valeur de $\log \frac{\vartheta}{\vartheta_0}$ trouvée pour une mesure.

Cette homogénéité est prouvée par l'étude de l'absorption : une fois les rayons β absorbés (ce qui est pratiquement réalisé par 3 mm. d'aluminium), le logarithme de l'intensité transmise varie linéairement en fonction de l'épaisseur d'écran traversé. La figure 10 traduit les mesures qui ont été faites à la chambre d'ionisation sur un faisceau large, traversant jusqu'à 2 cm. de plomb, et au compteur, sur un faisceau étroit traversant jusqu'à 10 cm. de plomb (ces dernières étant moins précises, en raison des fluctuations statistiques). Des mesures analogues ont été faites avec des épaisseurs de cuivre variant de 0 à 3,5 cm. ; l'absorption est encore exponentielle.

Cependant, le coefficient d'absorption résultant de ces expériences n'est pas utilisable pour déterminer l'énergie des photons, car l'effet Compton joue ici un rôle trop complexe pour être soumis au calcul. Aussi avons-nous fait des mesures d'absorption sur un faisceau sévèrement diaphragmé, de telle sorte que les photons diffusés sont presque entièrement éliminés du récepteur et nous avons pu corriger nos résultats pour tenir compte de la faible proportion qui y parvient encore. Nous atteignons ainsi la section efficace totale de l'élément constituant l'écran pour les photons étudiés. La loi d'absorption étant exponentielle, comme il a été vérifié dans les expériences précédemment citées, une seule épaisseur d'écran nous suffit.

Dispositif. — Il est représenté figure 11. Sauf le compteur et les briques de plomb, tous les organes sont des cylindres de révolution

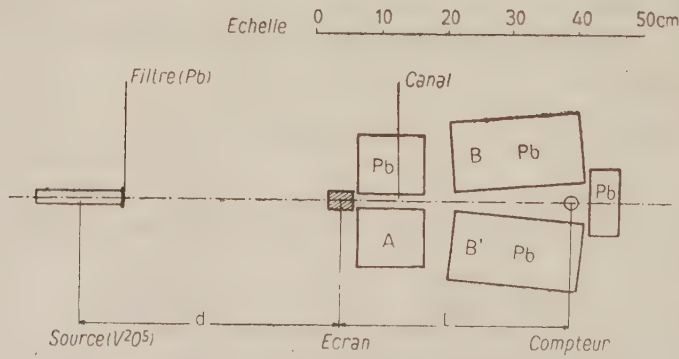

Fig. 11. — Coupe du dispositif par le plan horizontal passant par son axe.

ayant un même axe horizontal. Le centrage est obtenu par des visées.

1° La *source* est généralement constituée par un tube, tantôt en verre, tantôt en carton, de diamètre 2,1 cm. et de longueur 13 cm. contenant, à l'état de poudre, de l'oxyde V_2O_5 pur de la maison Pou-

lenc (Dans certaines expériences, nous utilisons le culot de V_2O_5 cristallisé, appelé échantillon n° 2 dans la mesure de la période de ^{52}V (Chap. I^{er}), et dont la forme est irrégulière ; ses dimensions n'excèdent pas 3 cm. dans les directions normales de l'axe). La source est supportée par une pince en aluminium, loin de toute masse diffusante. La formation de l'isotope radioactif ^{52}V est obtenue par une exposition aux neutrons issus du cyclotron et ralentis dans la paraffine.

2° Le *filtre* est en plomb, d'épaisseur 2 mm. et de diamètre 3 cm.

3° L'*écran absorbant* est soit en plomb (diamètre 2,6 cm., longueur 4 cm.), soit en cuivre ou en fer (diamètre 3 cm., longueur 5 cm.). Sa largeur excède le moins possible celle du canal, afin de réduire au minimum l'effet de diffusion parasite. Il est porté par un léger support en bakélite. Sa longueur x a été choisie de telle sorte que $\mu x \# 2$. Le calcul montre en effet que l'erreur statistique sur μ est alors très voisine de son minimum, dans l'hypothèse où on s'impose la condition $\lambda t = \mu x$, ce qui est le cas de nos premières expériences.

4° Le *canal*, de 10 cm. de longueur et de 2 cm. de diamètre, est ménagé dans une brique de plomb A, qui fait partie d'une enceinte fermée autour du compteur. L'épaisseur de cette enceinte en plomb n'est nulle part inférieure à 10 cm. du côté de la source. Les briques B et B′ qui la composent ont pour effet, de par leur position, d'arrêter la plus grande partie des rayons qui auraient pu traverser la brique A, et en même temps d'éviter la diffusion du faisceau admis sur les parois intérieures de l'enceinte.

5° Le *récepteur* est constitué par un compteur vertical de type ordinaire, dont la coque est en aluminium de 0,10 mm. mais entouré de deux feuilles de plomb de 0,5 mm. d'épaisseur. Sa largeur est ainsi 2,2 cm., sa longueur est 4 cm., mais plus de 75 o/o de son efficacité sont localisés dans une partie médiane de 2,2 cm. Le récepteur peut ainsi être considéré comme offrant au rayonnement une surface peu supérieure à la section du canal.

Expériences et discussions. — L'échantillon de V_2O_5 est irradié par les neutrons pendant 10 minutes et mis en place quelques dizaines de secondes après. On enregistre d'abord n photons avec l'écran pendant t minutes, puis, sans interruption, m photons sans écran pendant les t minutes suivantes (ces chiffres sont corrigés du mouvement propre : 10 coups par minute ; nous avons vérifié que les activités de longues périodes n'étaient pas décelables dans ces conditions) ; le coefficient d'absorption μ est donné par la relation :

$$n e^{+\mu x} = m e^{+\lambda t}$$

ou :

$$\mu x = \lambda t + \log_{nep}(m/n) \qquad (1)$$

(x : épaisseur d'écran ; λ : constante radioactive du vanadium).

On élimine l'erreur due aux pertes du numérateur en choisissant t pour que n soit voisin de m (ou $\lambda t \neq \mu x$. En pratique, $t = 11$ minutes si $\mu x = 2$). Cette précaution devint inutile lorsque nous pûmes utiliser le numérateur rapide créé par M. Berthelot (Cf. 1re partie, Chap. Ier) au Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France, dont les pertes sont insensibles à 1 000 impulsions par minute, cadence qui n'a pas été atteinte ici. Nous pûmes alors réduire quelque peu l'erreur statistique en choisissant des valeurs de t plus courtes, telles que $\lambda t = \mu x/2$ ($t = 5$ minutes).

Ce nouveau choix est justifié par le calcul suivant : la relation (1) montre que l'erreur absolue sur μx est égale à l'erreur relative sur m/n, elle-même égale à $\sqrt{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}}$, m et n sont des fractions de la constante N : nombre total d'impulsions qu'on enregistrerait sans écran de l'instant o jusqu'à l'extinction de l'activité :

$$n = Ne^{-\mu x}(1 - e^{-\lambda t})$$
$$m = Ne^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda t}).$$

L'erreur sera minimum pour la valeur de t qui annule la dérivée logarithmique de $\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \frac{1}{N}(e^{\mu x} + e^{\lambda t})(1 - e^{-\lambda t})^{-1}$ d'où l'équation :

$$\frac{e^{\lambda t}}{e^{\mu x} + e^{\lambda t}} - \frac{e^{-\lambda t}}{1 - e^{-\lambda t}} = 0$$

dont la résolution aisée aboutit à : $e^{\lambda t} = 1 + \sqrt{1 + e^{\mu x}}$.

Dans le cas où $\mu x = 2$ on a : $\lambda t = 1{,}36$.

λ correspond à la période $3{,}74 \pm 0{,}01$ minutes, résultat de nos mesures relatées plus haut. L'erreur sur λ est assez petite pour être négligée. En effet, de l'équation (1) on tire :

$$x \Delta \mu = t \Delta \lambda$$

ou :

$$\frac{\Delta \mu}{\mu} = \frac{\lambda t}{\mu x} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda t}{\mu x} \times \frac{0{,}3}{100}.$$

Le coefficient $\frac{\lambda t}{\mu x}$ étant égal à 1 ou 1/2, l'erreur relative sur μ est 0,3 o/o ou 0,15 o/o. De même, nous négligerons les erreurs sur t, x, ainsi que sur les densités (qui interviennent dans le calcul de la section efficace).

Correction des photons diffusés. — L'effet Compton joue un rôle prépondérant : pour le plomb, il représente plus de 80 o/o de l'absorption totale ; pour le fer et le cuivre 99 o/o. Presque tous les élec-

trons éliminés du faisceau initial sont donc diffusés par l'écran et une partie parvient au récepteur ; le coefficient d'absorption en est apparemment diminué. Nous avons évalué l'ordre de grandeur de la correction nécessaire (d'ailleurs peu supérieure aux erreurs statistiques), à la fois par un calcul approché et par une détermination empirique :

1° Calcul. — *Note préliminaire.* — Nous emploierons les termes : flux, intensité, éclairement avec leurs significations habituelles en photométrie :

Le rapport de deux flux parvenant sur la même surface peut être défini :

— soit par le rapport des puissances rayonnées ;

— soit par le rapport des nombres de photons reçus dans l'unité de temps ;

— soit par le rapport des effets obtenus sur le récepteur (si celui-ci se confond avec la surface envisagée).

Ces trois définitions ne sont équivalentes que si les deux flux ont même composition spectrale. S'il n'en est pas ainsi (amollissement de la radiation par effet Compton), c'est la troisième définition qui nous est imposée par l'objet même de notre calcul, qui est de corriger les indications du récepteur. Cependant les raisonnements nous conduiront d'abord à des rapports de flux exprimés selon l'une des deux premières définitions. Il faudra donc convertir ces résultats intermédiaires. Cette conversion entraînerait des calculs très longs et, comme elle intervient seulement pour une faible part des photons diffusés (qui ne représentent eux-mêmes qu'un terme correctif), il nous suffira d'admettre que l'efficacité des photons sur le compteur doublé de plomb est indépendante de l'énergie quantique. Cela est justifié par le fait que cette efficacité passe par un minimum pour une énergie assez voisine du domaine étudié. Remarquons que cette approximation revient à confondre la deuxième et la troisième définition.

L'*intensité* d'une source dans une direction donnée est le flux rayonné par unité d'angle solide, au voisinage de cette direction : $I = d\Phi/d\omega$.

L'*éclairement* d'une surface en un point est le flux reçu par unité de surface, autour de ce point : $E = d\Phi/dS$.

Négligeant les autres causes d'absorption, nous supposons que tous les photons éliminés du faisceau initial sont diffusés. Nous avons vu que les écrans ont des longueurs x telles que $\mu x \# 2$, voisines, autrement dit, de deux libres parcours moyens. Nous distinguerons parmi les photons, ceux ayant subi : *a*) zéro choc, *b*) un choc, *c*) plusieurs chocs. Les photons *b*), de même que les *a*), ont franchi dans l'écran une distance peu supérieure à x, car l'angle de diffusion reste généralement faible. Cette remarque nous permet de calculer facile-

ment, au moyen de la formule de Poisson, le partage du flux Φ reçu par l'écran entre ces trois catégories : $\Phi_a = e^{-\mu x}\Phi$; $\Phi_b = 2e^{-\mu x}\Phi$; $\Phi_c = (1 - 3e^{-\mu x})\Phi$.

Nous désignons par :

d et l, respectivement, les distances source-écran et écran-récepteur ;

S, la section du canal π cm^2 ;

E_0, l'éclairement reçu par l'écran : $\Phi = E_0 S$;

E, l'éclairement produit sur le récepteur par les photons (a) :

$$E = q.E_0\left(\frac{d}{d+l}\right)^2 e^{-\mu x} \qquad (2)$$

(q est un coefficient inférieur à 1 qui tient compte des rayons arrêtés par les parois mêmes du canal) ;

I_b et I_c, les intensités diffusées respectivement sous forme de photons (b) et (c) par l'écran dans la direction du récepteur ;

ε, l'éclairement produit sur le récepteur par les photons diffusés (b) et (c) : $\varepsilon = \varepsilon_b + \varepsilon_c$.

Calcul de ε_b. — Pour un électron soumis à l'éclairement η, le flux dissipé est $\varphi = \eta\sigma$ (σ, section efficace totale pour l'effet Compton, vaut, d'après la formule de Klein et Nishina, $1{,}7.10^{-25}$ cm^2 pour $\alpha = h\nu/m_0c^2 = 2{,}85$). L'intensité diffusée sous forme de photons avec un angle de diffusion θ est $i = \eta r_0^2 f(\theta, \alpha)$; $r_0 = 2{,}8.10^{-13}$ cm. ; $f(\theta, \alpha)$ vaut 1 pour $\theta = 0$; c'est le cas ici. En éliminant η :

$$i = \varphi \frac{r_0^2}{\sigma} f(\theta, \alpha) = 0{,}46\varphi. \qquad (3)$$

Cette relation est valable entre I_b et Φ_b, d'où :

$$\varepsilon_b = \frac{I_b}{l^2} = 2e^{-\mu x}\frac{\Phi}{l^2} \cdot \frac{r_0^2}{\sigma} = 0{,}92\ e^{-\mu x}\frac{\Phi}{l^2}. \qquad (4)$$

Etant donné que, pour $\theta = 0$, la diffusion Compton se fait sans changement de fréquence, il n'y a pas lieu de distinguer ici les différents sens du mot flux.

Calcul de ε_c. — Supposons que les photons ayant subi plusieurs chocs soient diffusés par l'écran de façon isotrope. On aurait alors $I_c = \Phi_c/4\pi = 0{,}080\ \Phi_c$ et $\varepsilon_c = \frac{0{,}080\ \Phi_c}{l^2}$, les flux étant exprimés en densité de photons, ce qui permet de ne pas tenir compte de l'énergie perdue par chaque photon.

Supposons au contraire que tous les photons c subissent seulement deux chocs. Avec cette hypothèse, l'intensité diffusée dans la direction initiale est maximum et nous prévoyons que sa valeur calculée sera trop élevée.

Cette intensité I_c serait composée par tous les photons reprenant la direction initiale après deux diffusions suivant le même angle θ, θ étant quelconque. En appliquant deux fois la relation (3) valable si les flux sont définis en énergie, on trouve, moyennant une légère approximation consistant à négliger les variations de σ et de $f(\theta, \alpha)$ en fonction de α :

$$I_c \# \Phi_c \left(\frac{r_0^2}{\sigma}\right)^2 \int_0^\pi f^2(\theta, \alpha) 2\pi \sin\theta d\theta = 0{,}087\ \Phi_c$$

(l'intégrale définie ayant été évaluée graphiquement à partir de la formule de Klein et Nishina). Ce dernier résultat doit être multiplié par un facteur de l'ordre de 1,4, si les flux sont définis par le nombre de photons.

Ainsi les deux hypothèses simplificatrices permettent d'encadrer la vraie valeur de ε_c en ne laissant qu'une faible incertitude. Admettons :

$$\varepsilon_c = 0{,}10 \frac{\Phi_c}{l^2} = 0{,}10 \left(1 - 3e^{-\mu x}\right) \frac{\Phi}{l^2}. \qquad (5)$$

En groupant les résultats (2), (4) et (5) on obtient la correction relative dans le nombre de photons enregistrés :

$$\frac{\Delta n}{n} = \Delta \log_e n = \frac{\varepsilon}{E} = \frac{S}{q} \left(\frac{d+l}{dl}\right)^2 (0{,}92 + 0{,}10\ [e^{\mu x} - 3]).$$

C'est aussi la correction absolue sur μx.

La correction relative sur μ est μx fois plus petite. En se rappelant $\mu x \# 2$ et en évaluant *grosso modo* la valeur du facteur géométrique q à 0,8, on obtient :

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = 2{,}7 \left(\frac{d+l}{dl}\right)^2 \qquad d \text{ et } l \text{ en cm.}$$

Enfin cette valeur est sans doute majorée par l'effet des photons qui ont pu diffuser à travers les 10 cm. de plomb de l'écran A, bien qu'ils aient de grandes chances d'être capturés par effet photoélectrique ou de matérialisation.

2° Détermination expérimentale. — Il est certain que le terme correctif peut se mettre sous la forme $K\left(\frac{d+l}{dl}\right)^2$. Nous avons déterminé K en faisant deux séries de mesures d'absorption : l'une avec $l = 35$ cm. ; $d = 40$ cm. ; $\left(\frac{d+l}{dl}\right)^2 = 0{,}003$ fournit la valeur approchée : $\mu' = \mu\ (1 - 0{,}003\ K)$, l'autre avec $d = l = 20$ cm. ; $\left(\frac{d+l}{dl}\right)^2 = 0{,}010$ fournit la valeur approchée $\mu'' = \mu\ (1 - 0{,}010\ K)$. On en tire K :

$$\frac{\mu' - \mu''}{\mu} = 0{,}007\ K, \qquad (6)$$

d'où l'on déduit les termes correctifs pour l'un et l'autre dispositif. Tout cela est développé dans le paragraphe suivant.

Résultats et interprétation. — Les vàleurs de $\frac{\mu}{\rho}$ sont déduites des expériences par la relation (1). Les valeurs de ρ adoptées sont en grammes/centimètres cubes : 11,35 pour le plomb, 7,88 pour le fer, 8,33 pour le cuivre. Dans un premier tableau nous donnons l'ensemble des valeurs de $\frac{\mu'}{\rho}$ déduites d'une série d'expériences faites dans des conditions identiques : écran de plomb, source V_2O_5 en tube, $\left(\frac{d+l}{dl}\right)^2 = 0{,}003\ \text{cm}^{-2}$. Cet exemple illustrera le calcul d'erreur.

$\frac{\mu'}{\rho}$ cm²/g.	Poids p	$p \times \frac{\mu'}{\rho}$	$\left\vert \delta\left(\frac{\mu'}{\rho}\right)\right\vert$	$p^2 \times \delta^2\left(\frac{\mu'}{\rho}\right)$
0,0495	100	4,95	0,0009	0,0081
0,0495	200	9,90	09	0,0324
0,0524	500	26,20	20	1,0000
0,0513	220	11,30	09	0,0392
0,0511	210	10,73	07	0,0216
0,0486	370	18,00	18	0,4440
0,0485	120	5,82	19	0,0520
0,0526	200	10,52	22	0,1940
0,0504	80	4,03	00	0,0000
0,0465	250	11,60	39	0,9700
0,0525	100	5,25	21	0,0440
Totaux. .	2 350	118,30		2,8053

Moyenne : $\frac{\mu'}{\rho} = 0{,}0504\ (1 \pm 0{,}02)\ \text{cm}^2/\text{g}.$

Chaque mesure est affectée d'un poids p, tel que $\frac{1}{p} = \frac{1}{m} + \frac{1}{n}$, qui peut s'interpréter comme le nombre d'impulsions pour lequel l'erreur statistique relative serait la même que sur le rapport $\frac{m}{n}$. On en déduit une moyenne pondérée $\frac{\Sigma p \frac{\mu'}{\rho}}{\Sigma p}$ sur laquelle l'erreur relative à craindre est $(\Sigma p)^{-1/2}$ soit 2 o/o dans le cas présent. On peut en outre évaluer empiriquement l'erreur d'après la dispersion des résultats : soit $\delta\left(\frac{\mu'}{\rho}\right)$ l'écart d'une mesure par rapport à la moyenne. Le carré

	$\left(\frac{d+l}{dl}\right)^2$ cm^{-2}	Source V^2O^5	Nombre d'expériences	$\frac{\mu}{\rho}$ cm^2/g.	Erreur	Poids statistique
Plomb	0,003	Poudre en tube	11	$\frac{\mu'}{\rho} = 0{,}0504$	2 0/0	2 350
		culot cristal.	4	0,0494	3 0/0	1 150
		moyenne		0,0501	1,7 0/0	3 500
	0,010	tube	7	$\frac{\mu''}{\rho} = 0{,}0479$	1,7 0/0	3 300
	$\frac{\mu' - \mu''}{\mu} = 0{,}044 \pm 0{,}024$					1 700
Cuivre	0,003	tube	7	$\frac{\mu'}{\rho} = 0{,}0469$	2,2 0/0	2 070
	0,010	tube	2	$\frac{\mu''}{\rho} = 0{,}0460$	2,9 0/0	1 200
	$\frac{\mu' - \mu''}{\mu} = 0{,}019 \pm 0{,}036$					800
Fer	0,003	tube	2	$\frac{\mu'}{\rho} = 0{,}0490$	3,5 0/0	800
		culot	4	0,0490	3 0/0	1 100
		moyenne		0,0490	2,3 0/0	1 900
	0,010	tube	5	$\frac{\mu''}{\rho} = 0{,}0479$	1,8 0/0	3 020
	$\frac{\mu' - \mu''}{\mu} = 0{,}022 \pm 0{,}029$					1 200

moyen de l'erreur absolue à craindre sur $\Sigma p \frac{\mu}{\rho}$ est approximativement $\Sigma p^2 \delta^2 \left(\frac{\mu}{\rho}\right)$, l'erreur relative sur la moyenne est donc :

$$\sqrt{\Sigma p^2 \delta^2 \left(\frac{\mu}{\rho}\right)} \Big/ \Sigma p \frac{\mu}{\rho} = 1{,}4 \text{ o/o},$$

en bon accord avec la valeur 2 o/o prévue théoriquement. Cette concordance garantit l'homogénéité des mesures, autrement dit permet de négliger les causes d'erreur accidentelles autres que les fluctuations statistiques. Au contraire, si la seconde évaluation avait donné une erreur plus élevée nous l'aurions conservée.

Dans un second tableau (p. 33) nous donnons l'ensemble des valeurs moyennes obtenues avec les différentes conditions expérimentales.

Nous remarquons que les expériences avec l'un ou l'autre échantillon de V_2O_5 ne donnent pas des résultats différents, il est donc bien légitime de les grouper pour le calcul de la moyenne. Quant à la variation relative liée à la différence de géométrie, on en obtient une moyenne pondérée : $\frac{\mu' - \mu''}{\mu} = 0{,}031 \pm 0{,}016$ d'où la relation (6) donne $K = 4{,}5 \pm 2{,}3$ cm². Dans la limite des erreurs statistiques, cette valeur expérimentale de K est en accord avec la valeur théorique 2,8 cm², que nous avons considérée d'ailleurs, comme pouvant être elle-même majorée. Ainsi les valeurs $\frac{\mu'}{\rho}$ et $\frac{\mu''}{\rho}$ doivent subir des corrections relatives $+\left(\frac{d+l}{dl}\right)^2 (4{,}5 \pm 2{,}3)$, soit $\frac{1{,}3 \pm 0{,}7}{100}$ dans un cas, et $\frac{4{,}5 \pm 2{,}3}{100}$ dans l'autre.

Le tableau suivant donne ces valeurs corrigées ainsi que les sections efficaces moyennes des *électrons* par lesquelles peuvent se traduire les résultats : $\sigma = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{a}{Z}$ (a : masse de l'atome, Z : numéro atomique).

$\frac{\mu}{\rho}$ cm²/g.		Plomb	Fer	Cuivre
	$\frac{d+l}{dl} = 0{,}003$	0,0508 ($1 \pm 0{,}019$)	0,0497 ($1 \pm 0{,}024$)	0,0476 ($1 \pm 0{,}023$)
	$\frac{d+l}{dl} = 0{,}010$	0,0501 ($1 \pm 0{,}029$)	0,0501 ($1 \pm 0{,}029$)	0,0482 ($1 \pm 0{,}037$)
	Moyenne	0,0505 ($1 \pm 0{,}016$)	0,0499 ($1 \pm 0{,}018$)	0,0478 ($1 \pm 0{,}019$)
$10^{25} \times \sigma_{\text{électron}}$ (cm²)		2,10 ± 0,03	1,77 ± 0,03	1,73 ± 0,03

Nous avons calculé théoriquement ces mêmes sections efficaces en fonction de $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ en rapportant chaque processus d'absorption à un électron de l'atome et nous en avons déduit graphiquement l'énergie quantique des rayons γ. La part de l'effet Compton est donnée par la formule de Klein et Nishina. Pour l'effet photoélectrique, nous avons confronté la section efficace déduite de la courbe publiée par Hulme, McDougall, Buckingham et Fowler (21) d'une part, avec celle qui résulte de la formule de Hall (22) d'autre part. Pour $\alpha = 3$, l'écart n'est que 10 o/o, mais il atteint en valeur absolue 0,03 10^{-25} cm² pour le plomb, dans lequel le terme photo-électrique représente 17 o/o du total. Enfin, l'effet de matérialisation de paires d'électrons est, d'après les calculs de Jæger et Hulme (23), deux fois plus grand que d'après ceux de Bethe et Heitler (24). Rapportée à 1 électron, la différence est $0{,}04 \cdot 10^{-25}$ cm² pour le plomb, soit 2 o/o au total. L'incertitude de la théorie dépasse donc l'incertitude expérimentale. Le tableau suivant donne les valeurs de $h\nu$ en MeV déduites de ces différents calculs :

		Effet photoélectrique d'après Hall	Effet photoélectrique d'après Hulme
Effet de matérialisation	d'après Bethe et Heitler . . .	1,48	1,52
	d'après Jæger et Hulme . . .	1,53	1,57

Les valeurs de α correspondantes sont 2,91-2,99-3,00-3,08. Par ailleurs, les fluctuations statistiques entraînent une erreur quadratique moyenne de 0,03 MeV.

Pour le fer et le cuivre, l'imprécision de la théorie est sans conséquence, car l'un et l'autre effets n'interviennent que pour 0,5 o/o du total. Le fer donne :

$$h\nu = 1{,}39 \pm 0{,}05 \text{ MeV} \qquad (\alpha = 2{,}73).$$

Le cuivre :

$$h\nu = 1{,}47 \pm 0{,}05 \text{ MeV} \qquad (\alpha = 2{,}88).$$

Ces deux résultats s'accordent bien entre eux, et aussi avec ceux relatifs au plomb, surtout si l'on adopte les formules de Bethe-Heitler d'une part, de Hall d'autre part. Il a déjà été signalé que ces formules représentaient bien les faits expérimentaux pour les énergies de cet ordre, quoique les calculs de Hulme soient théoriquement plus rigoureux.

Les valeurs de l'énergie obtenues avec les trois écrans sont repré-

sentées sur l'échelle de la figure 12. Pour le fer et le cuivre les accolades indiquent les erreurs quadratiques moyennes à craindre. Pour le plomb nous renonçons à faire un choix entre les différentes formules théoriques et, en vue de déterminer objectivement une moyenne, nous adoptons la valeur $1{,}52 \pm 0{,}05$ MeV, qui tient compte de leur désaccord par un accroissement de l'erreur à craindre. Ainsi,

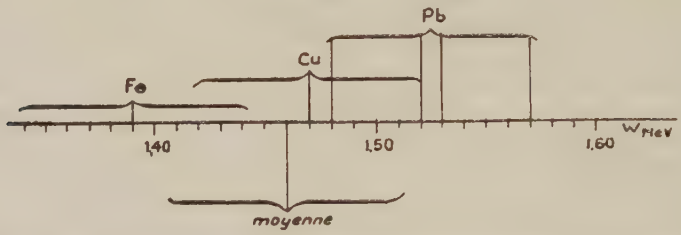

Fig. 12. — Répartition des énergies du rayonnement γ déduites des coefficients d'absorption dans trois éléments.

les trois données sont affectées de la même erreur et par conséquent du même poids; leur moyenne est 1,46. En lui conservant la même erreur absolue 0,05 MeV, nous attribuons aux rayons γ émis lors de la désintégration de ^{52}V, l'énergie quantique $1{,}46 \pm 0{,}05$ MeV. Cette valeur est en bon accord avec le résultat de Mlle Yuasa $1{,}50 \pm 0{,}10$ MeV) obtenu, comme nous l'avons vu, par une toute autre voie.

CHAPITRE III

Rapport du nombre de photons à celui des particules β émis lors de la désintégration radioactive de ^{52}V.

Après la détermination de l'énergie quantique du rayonnement γ, décrite dans le chapitre précédent, nous avons effectué une mesure absolue de son intensité en utilisant la méthode et l'appareil même que M. Savel a mis au point récemment (25) pour les études de ce genre : un étroit faisceau de rayons γ débarrassé des β par un filtre en plomb traverse une chambre d'ionisation à pression d'argon ; l'entrée et la sortie se font à travers de minces fenêtres en aluminium. Chaque photon provoque en moyenne le transport d'une certaine charge d'un plateau à l'autre qui est fonction de son énergie. Cette grandeur a été déterminée expérimentalement par les 11 raies principales du rayonnement de Ra(B + C). Une valeur approchée est déduite de l'énergie perdue dans la chambre par matérialisation, effet

photoélectrique et projection d'électrons de Compton, et en admettant que la production d'une paire d'ions dans l'argon nécessite une énergie $\mathcal{E} = 25{,}4$ eV. La valeur vraie est égale à K fois cette valeur approchée ; l'étalonnage se traduit par une courbe empirique donnant K en fonction de l'énergie $h\nu$. Si bien que l'intensité recueillie i est reliée au nombre N de désintégrations β par seconde de la source radioactive par la formule 11 de (25) :

$$i = \mathrm{K} N q \frac{\Omega}{4\pi} h\nu l e^{-(a+\mu\delta)}(\tau_A + \chi_A + \sigma_e) n \frac{\varepsilon}{\mathcal{E}} \qquad (7)$$

q est le rapport que nous voulons déterminer ;
Ω l'angle solide du faisceau ;
l la longueur de la chambre (20 cm.) ;
$\tau_A \chi_A \sigma_e$ les sections efficaces de l'atome d'argon pour les effets photoélectriques, de matérialisation et Compton ;
n le nombre d'atomes par centimètre cube de gaz ;
ε la charge de l'électron.

L'exponentielle est un facteur qui tient compte des absorptions subies par le faisceau.

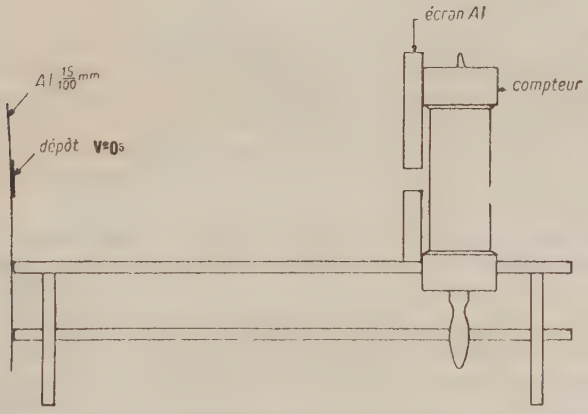

Fig. 13. — Dispositif de numération des β (échelle : réduction de 1/2).

Pour les photons de 1,46 MeV, la somme des trois termes d'absorption se réduit pratiquement à σ_e qui représente l'énergie cédée aux électrons de Compton, sa valeur déduite de la formule de Klein et Nishina est $15{,}1 . 10^{-25}$ cm². Nous avons vérifié qu'elle s'accorde exactement avec les valeurs indiquées par M. Savel pour des raies voisines. De la courbe d'étalonnage donnée par le même auteur nous déduisons $\mathrm{K} = 0{,}41$. N a été mesurée par M. Savel dans une expérience de contrôle portant sur les photons de dématérialisation des

électrons positifs émis par ^{61}Cu : les particules β émises à partir d'une source radioactive dans un petit angle solide défini par un diaphragme sont dénombrées au moyen d'un compteur Geiger-Müller. Nous avons opéré de la même manière et avec le même dispositif qui est représenté sur notre figure 13.

Notre expérience comporte donc deux mesures simultanées : numération des β et numération des γ, c'est-à-dire mesure de l'intensité recueillie dans la chambre. Elles sont effectuées sur des échantillons différents de V_2O_5 qui ont été irradiés ensemble pendant quelques minutes, logés dans une cavité d'un bloc de paraffine exposé aux neutrons produits par le Cyclotron du Collège de France.

1. Numération des γ. — *Source radioactive :* 5,82 g. de V_2O_5 en petits cristaux logés dans un cylindre grossier fait d'une feuille mince d'aluminium, de longueur 4,6 cm. et de diamètre 1 cm. L'aluminium pèse 0,41 g. Sa radioactivité acquise peut être négligée, étant d'un ordre de grandeur 100 fois plus faible que celle du vanadium. Le rayonnement utilisé est limité au voisinage de l'axe du cylindre par des diaphragmes en plomb d'épaisseur totale 10 cm. L'angle solide est en moyenne $\frac{4\pi}{1\,680}$.

Mesures : Les mesures de charges collectées se font par la méthode de compensation de Townsend et en utilisant une lampe électromètre comme appareil de zéro. Elles débutent environ une période après la fin de l'irradiation pris comme origine des temps et se prolongent jusqu'à extinction de l'activité. La décroissance de l'intensité est bien une exponentielle de période 3,74 minutes. On extrapole graphiquement jusqu'au temps zéro.

Corrections : Le chapitre précédent relate des expériences d'absorption du rayonnement γ de ^{52}V par des écrans situés près ou loin de la source. Nous les avons utilisées pour calculer les réductions successives du faisceau par la source elle-même (dans le rapport 0,85) et par les filtres de plomb épais de 1,5 mm. (dans le rapport 0,92). Le rôle des autres écrans (air, aluminium, argon) est absolument négligeable. Au total le coefficient de transmission est $e^{-(\alpha+\mu\delta)} = 0{,}78$. Le courant collecté est faible ($< 5.10^{-4}$ u. e. s.), la différence de potentiel appliquée à la chambre est 450 volts, les pertes par recombinaison d'ions peuvent donc être négligées.

2. Numération des β. — *Source radioactive :* Deux lames d'aluminium de 0,15 mm. d'épaisseur portant chacune un dépôt de V_2O_5 en poudre (poids total net 59 mg.) collé par de la gomme-laque. Pendant l'irradiation elles sont placées de part et d'autre du cylindre qui servira de source de rayons γ. Nous avons calculé que la probabilité d'absorption d'un neutron thermique traversant ce cylindre suivant

un diamètre est 7 o/o. On peut donc considérer que la densité des neutrons qui baignent ces échantillons de V_2O_5 est uniforme et par conséquent que leur radioactivité est proportionnelle à leur masse.

Mesures : Les deux lames sont placées côte à côte sur le support du compteur (cf. fig. 13), collées par une trace de cire molle. Les deux dépôts forment alors une surface de dimensions inférieures à

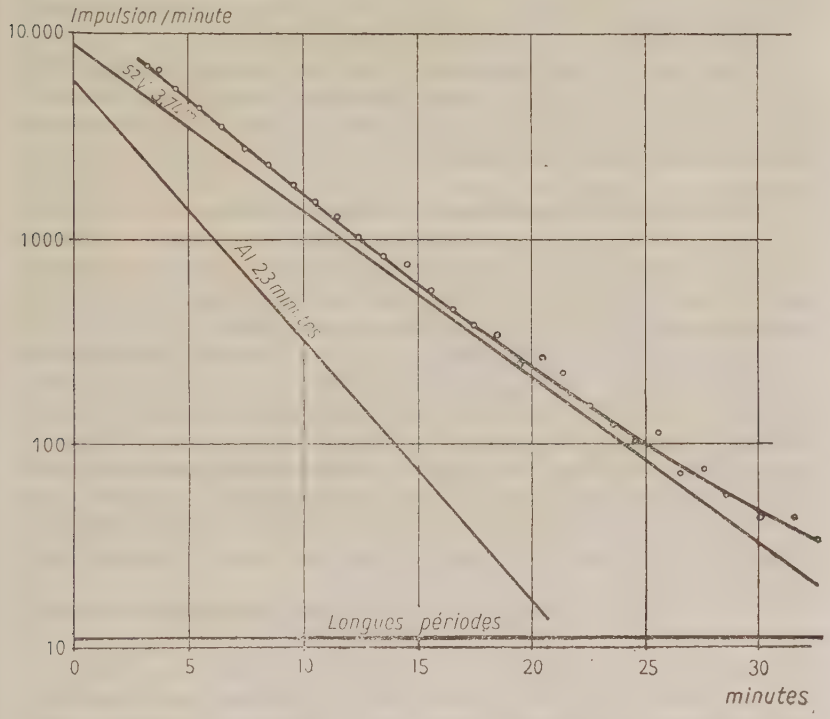

Fig. 14. — Numération des β.
Décomposition de la courbe de décroissance de l'activité du compteur.

15 mm. L'écran, de 5 mm. d'aluminium, délimite un faisceau d'angle solide $\frac{4\pi}{7\,500}$. Le numérateur rapide du type Berthelot (cf. Ire Partie, Chap. Ier) enregistre les impulsions du compteur sans interruption à partir de la 4e minute jusqu'à l'extinction de l'activité du vanadium. Ses indications sont relevées à intervalles réguliers. L'une des expériences est traduite par le graphique en coordonnées semi-logarithmiques de la figure 14 : les fréquences d'impulsions mesurées, corrigées du mouvement propre, y sont représentées par des cercles. La courbe représente la somme de trois fonctions figurées par des droites : une

exponentielle de période 3,74 minutes, une autre de période 2,3 minutes, une constante correspondant à 11 impulsions-minute. On voit que l'activité se décompose de façon précise en celle du vanadium et de l'aluminium, à quoi s'ajoutent de longues périodes. Si la seconde est comparable à la première au début, elle est environ dix fois plus faible au milieu de la courbe. Le rôle exact du vanadium peut donc y être estimé avec sécurité, et par ailleurs les pertes du numérateur y sont certainement négligeables. On en déduit le nombre de désintégrations β du vanadium à l'origine des temps.

Corrections : a) Nous admettons d'après les travaux de Benoit (26) faits sur des compteurs du même type, que le rendement est 0,75 (c'est-à-dire la probabilité de déclenchement d'une décharge par une particule β traversant le compteur dans les conditions de nos expériences).

b) Des mesures préliminaires ont permis d'évaluer à 17 o/o la part due aux γ dans les impulsions enregistrées par le compteur : elle est obtenue en remplaçant le diaphragme d'aluminium par un écran plein de même épaisseur. Les β sont alors complètement arrêtés et l'absorption des γ n'en est pratiquement pas modifiée.

c) Nous avons calculé l'absorption des β par la coque du compteur (0,1 mm. d'aluminium soit une densité superficielle de 27 mg./cm²) et par la source elle-même dont la densité superficielle moyenne est environ 55 mg./cm² ; les rayons β traversent en moyenne une épaisseur moitié, soit 27 mg./cm². Ces deux causes d'absorption sont donc à peu près les mêmes. Chacune d'elles est estimée à :

7 o/o, d'après les expériences faites sur le dispositif même en entourant le compteur d'une feuille d'aluminium de 5/10 mm. qui réduit l'intensité aux 2/3,

10 o/o, d'après nos mesures plus anciennes à la chambre d'ionisation,

7 o/o, d'après une courbe d'absorption obtenue par Mlle Clavier (27) avec compteur. Au total nous admettons que l'intensité perdue dans ces deux écrans est 17 o/o ; elle est pratiquement compensée par l'excédent dû aux rayons γ.

Résultats. — Le nombre de désintégrations β par seconde et par gramme de V_2O_5 à l'origine du temps était 10 millions dans une première expérience et 25 millions dans une deuxième. Le rapport q déduit de la relation (7) était 0,41 dans celle-là et 0,33 dans celle-ci. La seconde paraissant plus précise, nous admettons que 0,36 est le rapport du nombre de photons à celui des particules β émises lors de la désintégration de ^{52}V.

L'*interprétation* de ce résultat paraît malaisée puisque Mlle Yuasa (8) trouve que le spectre β est unique : il est représenté exactement par une droite dans le diagramme de Konspinski et

Uhlenbeck. Avant nos mesures, l'hypothèse la plus vraisemblable sur l'origine du rayonnement γ était celle qui attribue son émission à un état excité de ^{52}Cr formé par la désintégration β (la transition directe entre les états fondamentaux de ^{52}V et ^{52}Cr serait interdite). Mais elle implique que le rapport q soit égal à 1 et nous ne voyons pas comment une erreur systématique de cette importance pourrait s'introduire dans la méthode que nous avons appliquée. Parmi les deux autres hypothèses envisagées par Mlle Yuasa l'une est compatible avec nos expériences : outre la désintégration β la capture K existerait pour le noyau ^{52}V et conduirait à un état excité de ^{52}Ti qui émettrait la raie γ en passant à l'état fondamental. Les positons issus de la source qu'elle a observés ne seraient peut-être pas sans relation avec cette transformation. Les informations de l'expérience sont encore insuffisantes pour aller plus loin. Cette théorie pourrait être vérifiée par l'une de ses conséquences immédiates : le nombre de particules β émises ne serait que les 3/4 environ du nombre de noyaux ^{52}V formés et les valeurs de la section efficace du vanadium pour la capture $n\gamma$ mesurées par les méthodes d'activation et d'absorption seraient dans le même rapport. Les résultats publiés présentent bien un écart dans ce sens ; par activation 3,5 (5) et 5,2 (6) ; par absorption 6,8 (7). Malheureusement il ne semble pas que l'on puisse compter sur une précision suffisante pour que ces écarts soient vraiment significatifs. Il y aurait lieu de reprendre ces mesures spécialement en vue de cette vérification, et, pour ce, une comparaison avec le manganèse paraît indiquée : cet élément a des caractéristiques physico-chimiques et nucléaires assez semblables à celles du vanadium et il a été bien étudié comme élément de référence. Enfin des mesures avec un dispositif à compteurs en coïncidence fourniraient également de nouveaux éléments qui éclaireraient sans doute cette question.

TROISIÈME PARTIE

RECHERCHES SUR LA VARIATION DE LA SECTION EFFICACE DE CAPTURE DES NOYAUX B, Ag, V, Dy, Au AVEC LA VITESSE DES NEUTRONS DANS LE DOMAINE THERMIQUE

CHAPITRE PREMIER

Préliminaires : validité de la loi en 1/v pour le bore et l'argent.

1. La formule de Breit et Wigner et la loi en 1/v. — Si les sections efficaces par rapport aux neutrons rapides varient d'une façon régulière dans la série des éléments et sont en excellent accord avec ce que nous savons par ailleurs de la dimension des noyaux, les sections efficaces par rapport aux neutrons lents varient au contraire dans de très larges proportions, apparemment sans relations avec le numéro atomique et prennent souvent des valeurs incomparablement plus élevées que les sections géométriques des noyaux.

Dans ce domaine de grande sensibilité la section efficace varie rapidement avec la vitesse relative des deux particules. L'intérêt de connaître la loi de cette variation est évident. Non seulement il s'agit là d'un phénomène important dans la mécanique du noyau et les théories qui en ont été proposées ont besoin du contrôle de l'expérience ; mais encore cette loi, une fois connue, a des applications importantes, telles que la méthode de détermination des énergies de résonance par le coefficient d'absorption du bore (28, p. 137) et (29). Dans le cas particulier des éléments qui sont utilisés comme détecteurs de neutrons, l'interprétation des résultats nécessite la connaissance de cette loi puisqu'ils sont activés non par un faisceau monocinétique mais par un spectre continu où toutes les vitesses sont plus ou moins représentées.

Après plusieurs tentatives infructueuses, les théoriciens sont parvenus à une interprétation satisfaisante des sections efficaces élevées et des phénomènes de capture sélective observée dans l'étude des neutrons ralentis dans la paraffine : Breit et Wigner (30) ont donné en 1936 une formule reliant la section efficace σ d'un noyau pour un processus (n, Q) à l'énergie cinétique que possèdent les neutrons par rapport à lui. Q désigne une particule quelconque issue du noyau

après la capture du neutron (photon ou particule α). Cette formule a été généralisée par Bethe et Placzek :

$$\sigma = \sum_r \pi \frac{2J+1}{(2s+1)(2i+1)} \frac{\lambda}{\lambda'} \lambda_r \lambda'_r \frac{\Gamma_N \Gamma_Q}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \qquad (8)$$

i désigne le spin du noyau initial, s celui du neutron incident et J celui du noyau composé. Comme $s = \frac{1}{2}$, J et i différent de $\frac{1}{2}$ $\left(J = i \pm \frac{1}{2}\right)$ et la première fraction se réduit à $\frac{1}{2}\left[1 \pm \frac{1}{2i+1}\right]$.

λ et λ' désignent respectivement les longueurs d'onde brogliennes (divisées par 2π) de la particule incidente (neutron) et de la particule émise ; E l'énergie cinétique du neutron incident par rapport au noyau. λ_r, λ'_r, E_r désignent les valeurs particulières de λ, λ', E pour lesquelles le noyau composé est dans l'un de ses états quantifiés. La constante E_r peut d'ailleurs être négative, ce qui n'a rien d'étonnant si l'on considère que E représente également l'énergie du noyau composé à condition de prendre comme zéro l'énergie qu'il possède lorsque son excitation est juste suffisante pour en extraire un neutron sans vitesse. On sait que cet état se trouve à quelque 6 ou 9 MeV au-dessus de l'état fondamental et que les états quantifiés se trouvent aussi bien au-dessous qu'au-dessus de ce niveau.

Le signe $\sum_r$ symbolise la sommation étendue à tous les niveaux de résonance possibles. En réalité il arrive souvent que, seul, le niveau de résonance le plus proche du zéro ait une influence appréciable dans le domaine des neutrons thermiques (cas du rhodium). Au contraire pour l'argent et l'iode par exemple, il faut faire intervenir plusieurs niveaux quantifiés pour rendre compte de la section efficace des neutrons thermiques.

Γ est appelé largeur du niveau. C'est une grandeur, ayant la dimension d'une énergie, qu'on peut interpréter comme l'imprécision avec laquelle l'énergie du niveau est déterminée. En vertu de la quatrième relation d'incertitude elle est inversement proportionnelle à la durée de vie de cet état (imprécision dans le temps). Ou encore on peut dire qu'elle est proportionnelle à la probabilité de disparition de l'état quantifié. De même Γ_Q est proportionnel à la probabilité de disparition de l'état par le processus de l'émission Q. C'est une largeur de niveau partielle. On lui donne le nom de largeur photonique dans le cas de l'émission γ et largeur neutronique (Γ_N) lorsqu'on envisage la disparition de l'état par émission d'un neutron. La largeur totale Γ est la somme de toutes les largeurs partielles Γ_Q. Il arrive souvent que la probabilité de l'un des processus l'emporte de beaucoup sur celles des autres. Γ se confond alors pratiquement avec la largeur partielle correspondante. Ainsi dans les cas de capture (n, γ) qui

nous occuperont généralement, l'émission γ est beaucoup plus probable que la réémission du neutron à partir du même niveau excité d'où $\Gamma \# \Gamma_0$.

De plus dans le domaine d'énergie envisagé $\frac{\lambda'_r}{\lambda}$ est pratiquement égal à l'unité pour toute particule émise avec grande énergie (γ ou α). Les seules variables intervenant dans la formule sont donc E et λ, celle-ci inversement proportionnelle à $\sqrt{E}$ ou à v, vitesse des neutrons incidents. Il découle de ces remarques que la relation de Breit et Wigner entre la section efficace de capture et l'énergie des neutrons lents incidents peut s'exprimer :

$$\sigma \text{ cm}^2 = 1{,}30 \cdot 10^{-18} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1}\right) \frac{1}{E_r^{cr}} \frac{\Gamma_N}{\Gamma} \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{1}{1 + 4\left(\frac{E - E_r}{\Gamma}\right)} \qquad (9)$$

les deux derniers facteurs sont seuls à dépendre de la variable E. Le dernier $\frac{1}{1 + 4\left(\frac{E - E_r}{\Gamma}\right)^2}$ qui est proportionnel à la probabilité de capture par unité de temps σv, est une fonction représentée par une courbe de résonance, symétrique par rapport à la droite $E = E_r$ possédant pour cette valeur un maximum d'autant plus aigu que Γ est plus petit; c'est lui qui explique l'absorption sélective des neutrons de résonance. Le facteur $\sqrt{\frac{E_r}{E}}$ croît indéfiniment lorsque E décroît jusqu'à la valeur o ; c'est lui qui explique que les sections efficaces des noyaux pour la capture des *neutrons ralentis* atteignent parfois des valeurs très élevées, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur très supérieur à celui de la surface des noyaux eux-mêmes. Dans ce domaine des neutrons lents, tant que E reste suffisamment faible pour que le facteur de résonance reste pratiquement inchangé (c'est-à-dire à la condition que E soit petit par rapport à l'un au moins des paramètres E_r et Γ) le facteur $\sqrt{\frac{E_r}{E}}$ est le seul qui fasse varier σ. La section efficace est alors inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons.

Le *domaine de validité de cette « loi en 1/v »* est très variable. Pour les éléments légers tels que le bore et le lithium les largeurs de niveaux sont grandes (quelques dizaines de milliers de volts). Il en résulte que cette loi simple est valable jusqu'à des énergies relativement élevées, au moins quelques centaines d'électrons-volts. Elle a d'ailleurs été mise à profit pour la détermination des énergies de résonance par la méthode du coefficient d'absorption du bore (29). Pour les éléments moyens ou lourds les largeurs de niveaux sont assez faibles (de l'ordre de 1 ou 0,1 électron-volt). La validité de la loi en $1/v$ dépend de la position du niveau de résonance le plus voisin

de l'énergie de dissociation. Ainsi dans le cas de l'argent il semble bien qu'elle ne soit perturbée que par le niveau de résonance 3 ev, qui n'intervient d'ailleurs que pour une faible part dans la section efficace des neutrons C ; on considère donc que la loi en $1/v$ reste valable dans le domaine thermique. Enfin il arrive qu'un noyau possède un niveau de résonance dont l'énergie E_r n'est pas d'un ordre de grandeur très supérieur à l'énergie $KT = \frac{1}{40}$ ev. Le produit σv varie alors d'une façon très appréciable dans le domaine thermique, c'est le cas du cadmium dont le niveau de résonance est positif et du mercure dont le niveau de résonance est négatif.

Nous nous sommes proposé de rechercher s'il y avait lieu de craindre également une variation sensible du produit σv dans le domaine thermique pour des détecteurs usuels de neutrons thermiques : le vanadium, ainsi que le dysprosium et l'or.

2. **Vérifications expérimentales de la loi en 1/v pour le bore et l'argent. Effets thermiques observés.** — Toutes les méthodes d'expérimentation que nous mettrons en œuvre admettent dans leur principe que la loi en $1/v$ est valable pour l'argent dans le domaine thermique et pour le bore dans le domaine des neutrons lents. C'est pourquoi nous nous attachons à examiner dans quelle mesure cette proposition, établie sur de solides bases théoriques, est confirmée par l'expérience. La meilleure vérification dans le domaine thermique nous paraît être l'expérience dite de la « roue de Rasetti » (31) : la constance du produit σv a été vérifiée à 1 o/o près pour l'argent et le bore alors que le cadmium, dans les mêmes conditions, montrait une variation de 8 o/o. Pour le bore, dans le domaine des neutrons lents, la loi en $1/v$ est justifiée par l'accord satisfaisant entre les valeurs des énergies de résonance qui en ont été déduites et celles obtenues par d'autres méthodes : distribution spatiale des neutrons de résonance dans la paraffine (32), cyclotron modulé (33). A vrai dire cette vérification ne s'étend pas au delà de 3 ev mais nous n'avons en tous cas aucune raison d'ordre expérimental pour rejeter cette conséquence de la théorie (1).

On a cherché également à vérifier la loi en $1/v$ par la mesure de

(1) Note à la correction d'épreuves : Postérieurement à notre travail et à la soutenance de cette thèse, ces bases ont reçu une ample confirmation dans les importants résultats obtenus, grâce à la technique perfectionnée du cyclotron modulé. La loi en $1/v$ est vérifiée pour le bore jusqu'à l'énergie neutronique 50 ev par Bacher, Baker et Mc Daniel (44) et jusqu'à 250 ev par Rainwater et Havens (45). En outre ceux-ci constatent que la section efficace de l'Argent, après correction d'un terme de diffusion suit parfaitement la loi en $1/v$ dans le domaine des neutrons C ; l'influence du premier niveau de résonance (5,1 ev) n'est appréciable que pour les énergies supérieures à 1 ev.

l'effet de température sur la section efficace de capture des neutrons C. Mais on introduit dans le calcul de cet effet une nouvelle hypothèse : que la loi de répartition spectrale des neutrons C est celle de la distribution maxwellienne, ou, plus généralement, s'exprime par une relation de la forme $dN = f\left(\frac{E}{KT}\right) d\left(\frac{E}{KT}\right)$.

Il résulte de cette proposition et de la loi en 1/v que l'épaisseur d'écran produisant une absorption donnée, dans un faisceau de distribution angulaire donnée, varie proportionnellement à la racine carrée de la température absolue du milieu hydrogéné ralentisseur. Les coefficients d'absorption des écrans minces varient dans le rapport inverse. On prévoit ainsi un rapport de 1,9 entre les pouvoirs absorbants des neutrons ralentis à la température ordinaire et à celle de l'air liquide. Au lieu de cela :

Fomin, Houtermans, Leipunsky, Rusinov, Schubnikov (34) trouvent 1,3 pour l'argent,

Fink (35) : 1,37 pour l'argent et 1,32 pour le bore,

Frisch, Halban et Kock (36) : $1{,}50 \pm 0{,}05$ pour l'argent, le lithium et le bore.

Toutefois ces derniers trouvent que la proportionnalité de la section efficace à $\frac{1}{KT}$ est bien vérifiée entre 195° K. et 415° K. Ils admettent que, aux températures plus basses, l'équilibre thermique n'a pas le temps de se réaliser pendant la durée de vie des neutrons libres. En effet le nombre de chocs nécessaires augmente lorsque l'énergie KT décroît ; et cela est d'autant plus sensible que, aux faibles énergies, les chocs sont moins efficaces pour ralentir les neutrons puisque la paraffine se comporte comme un ensemble de corpuscules de masse 14 (groupe CH_2) et non plus comme un ensemble de protons libres. Fomin, etc... (34) sont descendus jusqu'à la température de l'hydrogène liquide (20°4 K.). Le taux d'accroissement prévu pour σ est 3,8. Or il est seulement 2,2 pour l'argent et 1,65 pour le bore.

Nos *propres expériences* ont porté sur des écrans de bore et d'argent interceptant les neutrons ralentis dans la paraffine à la température ordinaire ou à celle de l'azote liquide.

A. Avec écrans de bore. — Ceux-ci sont constitués par du bore pulvérulent déposé en couche mince sur une feuille d'aluminium. Après tâtonnements nous avons adopté la technique suivante pour la *préparation des écrans* : le bore est broyé dans un mortier et mis en suspension dans l'alcool contenant en dissolution un peu de gomme-laque. Une feuille d'aluminium de 2/10 mm. d'épaisseur, formant une surface bien plate, est enduite d'une colle qui a été fortement étendue d'alcool et qui laisse, en séchant, une fine pellicule de vernis. Cette feuille est placée, face vernie vers le haut, au fond d'une petite cuve en cellophane de dimensions légèrement plus grandes reposant

sur une plaque de verre rigoureusement horizontale. Les parois latérales de cette cuve sont formées par les bords de la feuille de cellophane repliée et maintenues par des pinces élastiques aux quatre coins. On y verse alors une suspension alcoolique de bore en poudre, préalablement broyé dans un mortier. L'alcool contient aussi en dissolution un peu de gomme-laque. Lorsqu'il s'est presque complètement évaporé on retire la plaque d'aluminium portant le dépôt de bore encore frais et on applique sur lui une feuille de papier mousseline qui s'incorporant de la gomme-laque, forme une excellente protection (la cellophane ne donne pas d'aussi bons résultats, car, plus sensible aux déformations hygrométriques, elle se boursoufle ou exerce des tensions). Le dépôt de bore est ainsi très uniforme. L'accumulation qui se produit contre les parois de la cuve en raison des phénomènes capillaires n'atteint pas la plaque d'aluminium. A titre d'exemple voici la répartition des densités superficielles des constituants de l'un de nos écrans exprimées en mg./cm² :

Bore, 23. Aluminium, 57. Colle, 0,4. Gomme-laque, 6,5. Papier-mousseline, 1,9.

On en déduit qu'il y a 3 atomes d'hydrogène pour 10 de bore, leur pouvoir de diffusion est 2 o/o du pouvoir absorbant du bore. Les autres éléments ont une action encore plus faible sur les neutrons.

Les *expériences* ont été faites tantôt avec une source de 0,5 g. de radium + beryllium, tantôt avec les neutrons produits par le cyclotron du Collège de France.

a) *Irradiations au cyclotron* (fig. 15). — Deux dispositifs l'un à la température ordinaire, l'autre noyé dans l'azote liquide, sont simultanément irradiés par les neutrons rapides issus de la cible de beryllium. L'un et l'autre comportent les éléments suivants dans l'ordre de leur traversée par les neutrons : un écran de paraffine de quelques centimètres d'épaisseur — éventuellement l'écran de bore — éventuellement un écran de cadmium — le détecteur —, un écran de cadmium qui arrête les neutrons thermiques diffusés par les objets situés derrière. Un couple dont la soudure est prise dans la paraffine permet de contrôler que celle-ci a bien atteint sa température d'équilibre. Dans le dispositif à basse température le détecteur est constitué par les 4 écrans de V_2O_5, *a*, *b*, *c*, *d* (cf. Ire partie, chap. Ier); dans le dispositif à température ordinaire, par une lame d'argent de 5/100 mm. d'épaisseur. En outre, un témoin constitué par de l'oxyde de vanadium est placé sur un bloc de paraffine pendant l'irradiation. Celle-ci dure 3 minutes. Les activités des deux détecteurs et du témoin sont alors mesurées à la chambre d'ionisation à plusieurs reprises. On en déduit les activités initiales des détecteurs V 3,74 minutes et Ag 2,3 minutes et on les divise par l'activité initiale du témoin. C'est la différence de ces rapports, obtenus dans les mesures sans cadmium et avec cadmium, qui définit l'intensité du faisceau transmis.

b) *Irradiations à la source* Ra + Be (fig. 16). — Le dispositif est entièrement logé dans un vase Dewar de 7 cm. de diamètre. La source est protégée contre le refroidissement par un petit vase Dewar, spécialement fabriqué à cette intention, lui-même pris dans la paraffine. Celle-ci est limitée par une face plane, parallèle à l'axe du vase,

Dispositifs pour mesures d'absorption dans le bore (effet thermique).

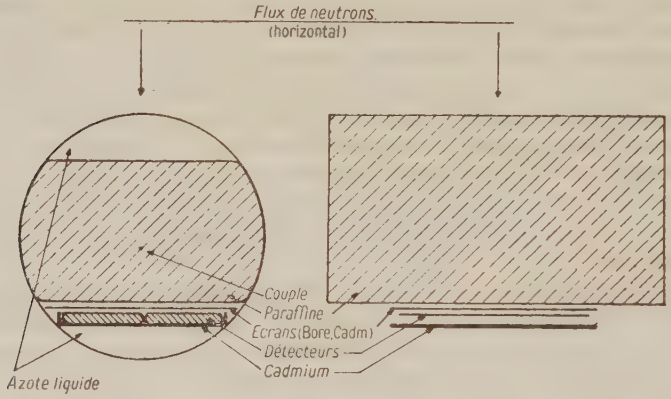

Fig. 15. — Neutrons issus du cyclotron (échelle : réduction de 1/2).

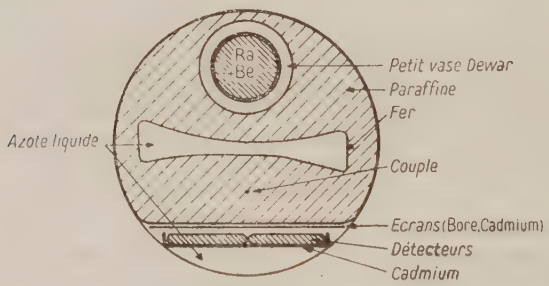

Fig. 16. — Neutrons issus de la source radium-beryllium.

contre laquelle sont logés les écrans et les détecteurs V_2O_5 *a*, *b*, *c*, *d* (voir I^re^ partie, chap. I^er^). Les mesures sont faites soit à la température ordinaire soit à celle de l'azote liquide. A cet effet le dispositif est baigné par l'azote liquide qui pénètre au sein de la paraffine par un étroit canal aux parois de fer. Un couple permet de contrôler la température atteinte. Les détecteurs sont irradiés 5 minutes, puis, après 45 secondes, exposés au compteur pendant 10 minutes. Toutes les mesures sont répétées avec et sans cadmium. La différence des

nombres d'impulsions enregistrées définit l'intensité (de l'ordre de 2 000 en l'absence d'écran).

Les *résultats* sont représentés graphiquement sur la figure 17. Les expériences n'ont pas été poussées au delà du stade de défrichement. Elles permettent seulement de conclure que l'effet thermique existe et que son importance est de l'ordre de grandeur prévu par la théorie.

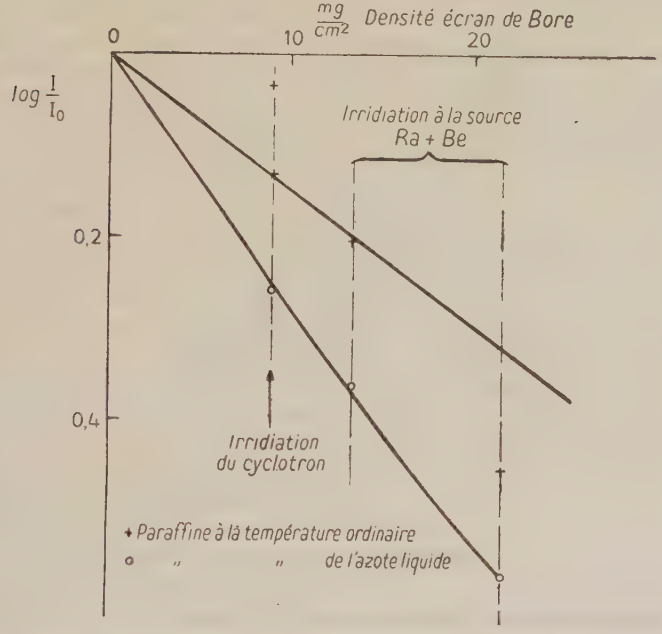

Fig. 17. — Absorption des neutrons C dans le bore.

B. Avec écran d'argent. — Le dispositif utilisé est décrit plus loin (chap. II, 2e méthode, § A) sous l'épithète « asymétrique ». Il est représenté figure 24. Les écrans sont constitués par des lames d'argent métallique. Les *détecteurs* de dysprosium du modèle n° 1 (voir Ire partie, chap. II) sont posés sur les écrans et forment un rectangle de 2×4 cm². Ils sont irradiés (avec ou sans écran de cadmium, avec ou sans écran d'argent) pendant 60 minutes et, après un intervalle de 95 secondes, exposés au compteur pendant 108 minutes. Le nombre total d'impulsions enregistrées (environ 20 000 sans écran) définit l'intensité après soustraction de la faible activité des neutrons filtrés par le cadmium. La paraffine est tantôt à la température ordinaire, tantôt à celle de l'azote liquide. Les écrans et les détecteurs restent à la température ordinaire.

Les *résultats* sont représentés graphiquement sur la figure 18. Les deux courbes se déduisent bien l'une de l'autre par dilatation de l'ordonnée « épaisseur d'argent ». Mais au lieu du rapport des racines carrées des températures absolues $\sqrt{\frac{288}{77}} = 1{,}95$ nous trouvons le apport 1,47, en accord avec Frisch, Halban et Kock (36).

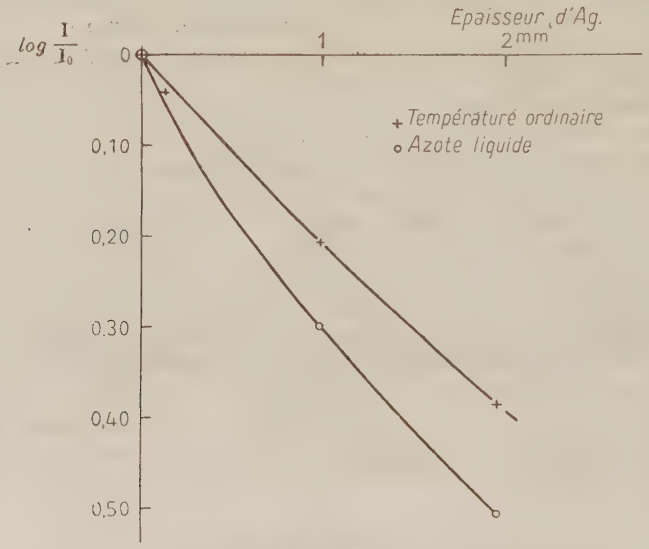

Fig. 18. — Absorption des neutrons C dans l'Ag.

3. **Signification des effets thermiques mesurés.** — Il ressort de toutes ces expériences, citées ou décrites, que la valeur moyenne de la section efficace de capture d'un élément pour les neutrons C est fonction de la température du milieu ralentisseur mais qu'elle varie moins rapidement que $T^{-\frac{1}{2}}$. On peut chercher à expliquer cet écart en mettant en doute soit l'équilibre de température entre la paraffine et l'azote liquide, soit la loi en $1/v$, soit la distribution maxwellienne des neutrons. Il y a tout lieu d'adopter la dernière hypothèse, conformément au point de vue de Frisch, Halban et Koch développé plus haut. La loi en $1/v$ a en sa faveur de solides arguments ; quant à l'équilibre thermique nous nous en sommes assurés par des expériences préalables : en effet on pourrait mettre en doute que le couple indique vraiment la température de la paraffine. Il pourrait se faire que l'azote liquide s'infiltre jusqu'à lui par des fissures sans avoir refroidi la masse.

Aussi avons-nous étudié le refroidissement d'un bloc de paraffine

coulé dans une boîte de cuivre de $4 \times 4 \times 6$ cm³ qui la protège contre le contact de l'azote liquide : l'équilibre de température était pratiquement réalisé au bout de 15 minutes (or, dans nos expériences le refroidissement préalable de la paraffine dure 1 heure ou 2). D'ailleurs l'allure de la courbe de refroidissement est bien conforme à ce qu'on pouvait prévoir d'après les grandeurs thermiques indiquées dans les tables de constantes, relatives à la paraffine pour la température de l'air liquide : conductibilité calorifique : $0{,}8.10^{-3}$; chaleur spécifique : 0,16 (dans le système degré, cm., g., sec.). Ainsi un bloc de paraffine de l'ordre de 100 cm³ dont la surface est en équilibre avec l'azote liquide ne peut conserver au delà d'une dizaine de minutes une température différente, à la précision qui nous intéresse ici ; et le doute que nous avons formulé plus haut ne peut subsister.

Nous admettrons donc les conclusions suivantes :

La température du milieu hydrogéné où sont ralentis les neutrons est un facteur qui fait varier la composition spectrale du groupe C.

La variation corrélative du pouvoir de pénétration des neutrons ne peut servir à vérifier si l'absorbant suit la loi en $1/v$ mais plutôt elle permet de mesurer dans quelle proportion varie la vitesse des neutrons, si l'on sait par ailleurs que la loi en $1/v$ est valable. D'après les expériences de Frisch, Halban et Koch, ainsi que d'après les nôtres :

a) *Lorsque la paraffine passe de la température ordinaire à celle de l'azote liquide, l'ensemble des vitesses des neutrons est réduit dans le rapport 1,5 à 1 (au lieu du rapport 1,95 à 1). Les énergies sont réduites dans le rapport 2,25 à 1.*

b) *Au-dessus de la température ordinaire les énergies varient proportionnellement à la température absolue.*

Nous mettons à profit cet effet (Chap. II, 2e méthode) pour étudier quelques détecteurs de neutrons en comparant leurs *activations* par les neutrons thermiques à différentes températures. D'autres auteurs ont utilisé une méthode voisine, valable seulement pour les éléments à forte section efficace, en comparant les variations de leur *pouvoir absorbant :*

Fink (35) trouve que, en refroidissant la paraffine de la température ordinaire à celle de l'air liquide, on multiplie la section efficace :

a) pour Li, B, Ag, I, par des coefficients variant entre 1,20 et 1,32 ;

b) pour Cd et Sm, respectivement par 1,07 et 0,96 ;

c) pour Gd et Hg, respectivement par 1,41 et 1,36.

Ainsi sont décelés les effets des niveaux de résonance proches de l'énergie thermique : au-dessus pour Cd et Sm, au-dessous pour Gd et Hg.

Ramm (37) utilisant une autre méthode d'absorption indique les valeurs suivantes pour les rapports des sections efficaces de capture des neutrons C engendrés à 23° C. et à 200° C.

a) pour B et Ag respectivement : 1,29 et 1,24;
b) pour Cd : 0,96 ;
c) pour Gd et Hg respectivement : 1,43 et 1,34.

Le parallélisme frappant entre ces deux séries de mesures effectuées dans des conditions différentes par des méthodes différentes montre qu'*on peut faire confiance à l'effet de température pour mettre en évidence au moins les fortes exceptions à la loi* $\sigma v = constante$. Le cadmium, par exemple, manifeste des différences de l'ordre de 20 ou 30 o/o par rapport aux éléments qui suivent cette loi.

Signalons enfin les expériences de Rietzler (38) sur le pouvoir absorbant des terres rares à 293° K. et 500° K. :

a) pour Dy, la variation de σ mesurée est pratiquement égale à la variation calculée ;

b) pour Sm, la variation de σ mesurée est 0,33 fois à la variation calculée ;

c) pour Eu, Gd, la variation de σ mesurée est 1,5 fois la variation calculée.

CHAPITRE II

Méthodes d'expérimentation et résultats.

Les modes d'investigation que nous avons employés pour vérifier si la loi en $1/v$ s'applique au vanadium, puis au dysprosium et à l'or, reposent tous sur le même principe : on irradie par des flux de neutrons lents ayant des répartitions spectrales différentes d'une part l'élément à étudier, d'autre part un élément de référence, argent ou bore. Suivant que les activités de l'un et de l'autre varient ou non dans le même rapport on peut déduire qu'ils suivent ou non la même loi de variation de la section efficace. Les modifications de répartition spectrale des neutrons sont obtenues soit par des absorbants (bore, cadmium, cadmium + bore), soit par effet thermique.

D'une façon plus précise, l'activité d'un détecteur mince est proportionnelle à $\rho\sigma v$ (ρ densité des neutrons, σ section efficace, v vitesse des neutrons). On en déduit :

a) L'efficacité moyenne des neutrons est proportionnelle à la moyenne du produit σv.

b) L'activité du détecteur de référence, pour lequel $\sigma v =$ constante, est proportionnelle au nombre de neutrons présents à un instant donné dans l'unité de volume du détecteur.

c) Le rapport de l'activité du détecteur étudié à celle du détecteur de référence varie comme la moyenne du produit σv relatif à l'élément étudié.

Il sera particulièrement indiqué d'exprimer les résultats par la variation de $(\sigma v)_{moyen}$ en fonction de l'énergie moyenne des neutrons. En effet, nous savons que σv varie en fonction de E suivant une loi de résonance $\sigma v \approx \frac{1}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$. Dans le domaine des énergies thermiques qui sont généralement beaucoup plus petites que E_r, et même plus petite que Γ, la variation de σv peut presque toujours être considérée comme linéaire en fonction de E; $(\sigma v)_{moyen}$ est alors égal à la valeur vraie de cette fonction pour E_{moyen}.

1re méthode. — Comparaison des courbes d'absorption dans le bore des neutrons C détectés par V et Ag

Les neutrons sont d'autant plus absorbés par le bore qu'ils sont plus lents. Le faisceau transmis a donc une énergie moyenne croissante en fonction des épaisseurs de bore. Une absorption plus faible avec le détecteur V indiquerait que les neutrons plus rapides sont relativement plus absorbés par lui que par Ag.

Dispositifs et mesures. — La source de neutrons est toujours placée au sein d'une masse de paraffine, qui envoie des neutrons thermiques sur les détecteurs. Dans la première série d'expériences la surface de paraffine émettrice est une face plane de grandes dimensions qui irradie le détecteur sous toutes les incidences; dans la deuxième, elle est limitée à des dimensions relativement petites et le rayonnement est canalisé.

A. Dispositif non canalisé (fig. 19). — Les neutrons sont produits soit par une source de photoneutrons du beryllium engendrés par le rayonnement de γ de 1 g. de radium, soit par des sources de radon + beryllium de quelques centaines de millicuries préparées par M. Walen à l'Institut du Radium, soit enfin par une source de radium + beryllium de 500 millicuries. Une épaisseur de paraffine de 3 ou 4 cm. sépare la source de la surface émettrice de neutrons C.

Les *écrans* sont constitués par des plaques de verre pyrex de 6 × 10 cm. Le taux de bore admis est celui qui nous a été indiqué par le fabricant soit 3,66 o/o. Le pouvoir absorbant des autres éléments dû principalement à la diffusion, a été évalué à 7 o/o de celui du bore d'après les valeurs des sections efficaces données par Goldhaber et Briggs (39) et d'après la géométrie du dispositif. Des écrans constitués par des dépôts de bore pur sur aluminium ont été parfois ajoutés aux plaques de pyrex. Leurs densités superficielles sont faibles (3,6 mg./cm² et 8,9 mg./cm²).

Les *détecteurs* occupent une position invariable sur un léger support en aluminium ; ils forment une surface d'environ 7×5 cm^2.

Deux détecteurs d'argent métallique de densités superficielles

Dispositifs pour mesures d'absorption dans le bore (rôle du détecteur).

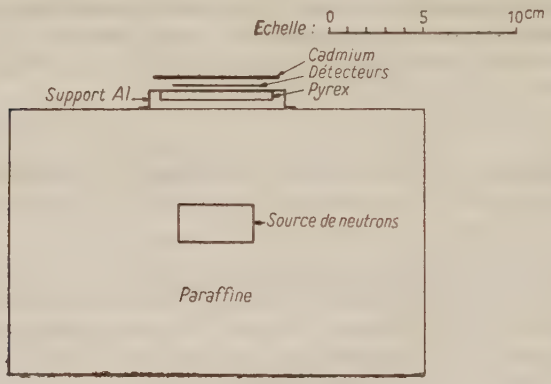

Fig. 19. — Faisceau ouvert.

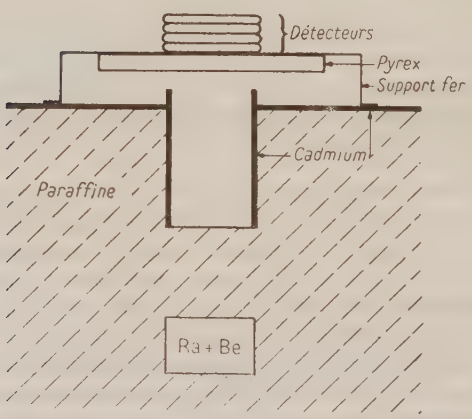

Fig. 20. — Faisceau canalisé (échelle : réduction de 1/2).

0,06 g./cm^2 et 0,53 g./cm^2 sont utilisés. Dans deux séries d'expériences leur activité de période 2,3 minutes, est mesurée au compteur ; pour cela elles sont pliées en forme de rouleau d'un diamètre déterminé. Dans une troisième série la lame de 0,53 g./cm^3 est étu-

diée à la chambre d'ionisation. L'activité est définie par la déviation du fil de l'électromètre produite entre la 9e et 69e seconde qui suivent la fin de l'irradiation. La période de 22 secondes joue alors un rôle prépondérant. Bien entendu l'intensité est toujours obtenue par soustraction des activités avec et sans cadmium ; des précautions sont prises pour éliminer l'influence des pertes dans la numération des impulsions du compteur. Aucune différence systématique ne se révèle entre ces trois séries d'expériences.

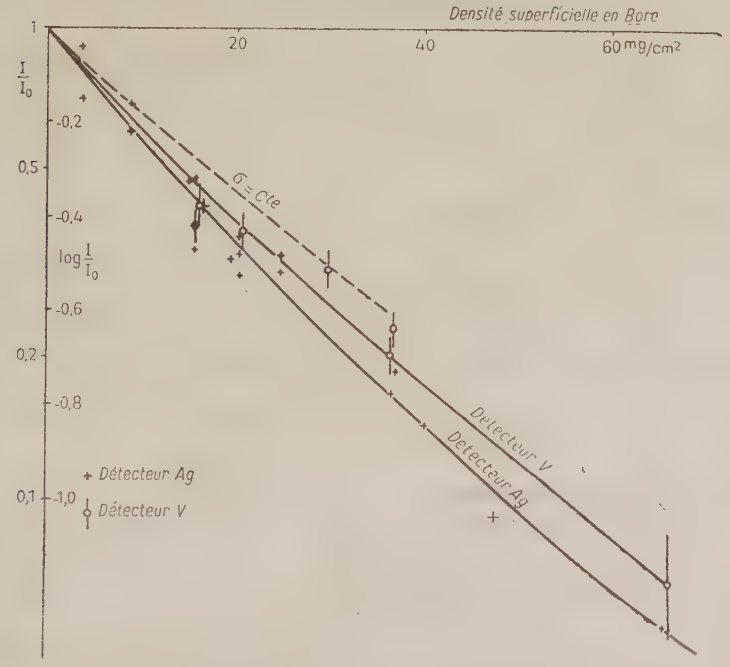

Fig. 21. — Courbe d'absorption des neutrons C dans le bore (pyrex Flux non canalisé).

Les *détecteurs de vanadium* sont supportés par trois volets de fer reliés par des rubans cellulosiques formant charnières. Ils sont obtenus en laissant déposer sur ces lames de fer de l'oxyde de vanadium en suspension dans du xylène contenant en dissolution du baume du Canada ; les dépôts sont ensuite recouverts de cellophane. Leur densité superficielle moyenne en V_2O_5 est 80 mg./cm². Après irradiation de 10 minutes ce système de volets est plié autour du compteur qui sert à mesurer l'activité acquise. Celle-ci est définie par le nombre d'impulsions enregistrées pendant 11,5 minutes (environ

3 périodes) qui suivent l'irradiation après un intervalle de 1/2 minute. L'activité acquise à travers un écran de cadmium est soustraite.

Les résultats sont représentés graphiquement sur la figure 21. Les erreurs statistiques prévues sont indiquées pour le vanadium par des segments de droite verticaux.

B. Dispositif canalisé (fig. 20). — Les neutrons sont engendrés par la source de Ra + Be 500 millicuries. Le bloc de paraffine est creusé d'un « puits » de section carrée (23 mm. de côté) dont le fond est proche

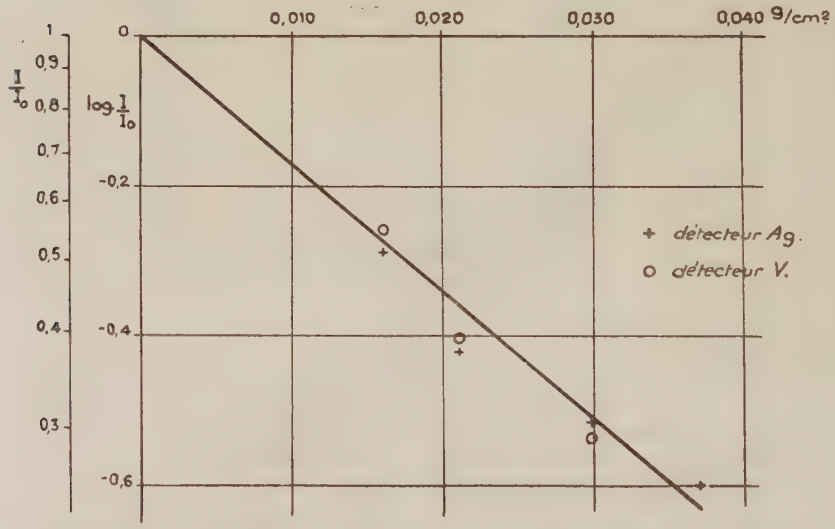

Fig. 22. — Courbe d'absorption des neutrons C par B.-Flux canalisé.

de la source, c'est-à-dire dans une région de grande densité de neutrons thermiques. Elle constitue une surface émettrice de forte « brillance ». Partout ailleurs la paraffine est couverte de cadmium y compris les parois latérales de la cavité (1). Les détecteurs, de même surface que la section du canal, sont placés au-dessus, à une distance moyenne de 5 cm. du fond. Avec une telle géométrie, les neutrons C parviennent au récepteur sous des incidences θ toujours faibles. Le trajet d'un rayon dans l'écran est proportionnel à $\frac{1}{\cos\theta}$. Nous avons

(1) Le rôle de la paraffine qui entoure le canal est de retenir les neutrons, de maintenir ainsi une forte densité près de la source tout en diminuant le flux de neutrons qui parviendraient au détecteur à travers le cadmium.

calculé que la moyenne de ce facteur est de 1,037. Il suffit de multiplier par ce coefficient l'épaisseur d'écran pour être ramené au cas d'un rayonnement le traversant normalement. Les écrans sont les mêmes plaques de pyrex que précédemment. Nous utilisons 4 détecteurs superposés : α, β, γ, δ, pour l'argent et a, b, c, d, pour le vanadium (voir Ire partie, chap. Ier) et comme ceux-ci ont une épaisseur non négligeable, les écrans d'argent sont haussés de 5 mm. pour que la position moyenne soit la même dans les deux cas. Les résultats sont indiqués graphiquement sur la figure 22.

Interprétation des résultats. — Avec l'un et l'autre dispositifs les différences entre les pouvoirs de transmission définis par le vanadium et l'argent ne paraissent pas supérieures aux écarts accidentels. Toutefois avec le dispositif A (non canalisé) la courbe qui représente le mieux l'ensemble des résultats pour le vanadium est légèrement au-dessus de celle relative à l'argent. Les valeurs de $\log \frac{I}{I_0}$ diffèrent de 10 o/o environ. Examinons ce qu'un tel écart signifie quant à la variation du produit σv. Cela nous donnera une idée de la précision avec laquelle la loi en $1/v$ est garantie par cette expérience.

a) Calculons d'abord ce que serait cet écart pour un détecteur de section efficace indépendante de v. Son activité varierait comme la fonction $F(\lambda) = \int x^3 e^{-x^2} e^{-\frac{\lambda}{x}} dx$ tandis que celle de l'argent varie comme $G(\lambda) = \int_0^\infty x^2 e^{-x^2} e^{-\frac{\lambda}{x}} dx$, λ représente l' « épaisseur efficace » de l'écran de bore $\lambda = nl\sigma_{KT}^{bore}$ (n : nombre d'atomes de bore par centimètre cube d'écran ; l : trajet effectué par les neutrons dans l'écran) ; x est la vitesse des neutrons exprimée en prenant comme unité leur vitesse la plus probable dans la distribution maxwellienne.

Remarque I. — En toute rigueur il faudrait tenir compte des différentes inclinaisons des noyaux sur la normale à l'écran. Au lieu de la fonction $e^{-\frac{\lambda}{x}}$, il faudrait faire figurer dans les expressions de F et G la fonction $C\left(\frac{\lambda}{x}\right) = \int_0^1 P(u) e^{-\frac{\lambda}{xu}} du$. $P(u)$ représentant la probabilité pour que cos θ soit compris entre u et $u + du$, ou encore $C\left(\frac{\lambda}{x}\right) = e^{-\frac{\lambda}{x} f}$, f étant un facteur de correction variable. Amaldi et Fermi (32) ont donné la représentation graphique de la fonction C dans le cas où la surface émettrice de paraffine peut être considérée

comme un plan indéfini avec une densité uniforme en neutrons thermiques (ce qui n'est pas le cas dans nos expériences) :

$$C\left(\frac{\lambda}{x}\right) = \int^{1} \frac{1+\sqrt{3}u}{1+\sqrt{3}/2}\, e^{-\frac{\lambda}{xu}}\, du$$

et Frisch (40) a publié les variations de f en fonction de l'absorption pour différents dispositifs géométriques. Il apparaît que l'on ne commet pas une erreur considérable en assimilant la fonction C à une exponentielle (ou f à une constante) dans les limites de variation entraînées par la distribution maxwellienne de x ; et c'est précisément en cela que consiste notre approximation qui nous permet d'utiliser les calculs de Bethe pour l'évaluation de G. Elle nous conduit à une valeur corrigée : $\lambda_{corr} = \lambda f$ qui sera utilisée dans l'expression de F. C'est le seul moyen pratique de conduire ce calcul. Il est ici très suffisamment précis.

Remarque II. — $\frac{F}{G}$ est égal à la vitesse moyenne des neutrons filtrés par l'écran de bore et nous renseigne ainsi sur la composition du faisceau transmis.

Nous avons fait le calcul pour l'écran tel que $\left(\frac{I}{I_0}\right)_{Ag} = \frac{G(\lambda)}{G(0)} = 0{,}170$ (au delà de ce point les données de l'expérience n'ont plus grande précision). λ peut se déduire de la courbe donnée par Bethe (28, p. 136) qui représente en fonction de $\frac{I}{I_0}$ non pas λ, mais la grandeur $\frac{E_{eff}}{KT} = (x_{eff})^2$ tel que $\log \frac{I}{I_0} = \frac{-\lambda}{x_{eff}}$. On obtient ainsi : $x_{eff} = 1{,}12$, $\lambda = -\log$ nep. $0{,}170 \times 1{,}12 = 1{,}985$.

L'intégrale F(1,985) a été évaluée par nous graphiquement à 0,123. D'où :

$$\frac{F(1{,}985)}{F(0)} = \frac{0{,}123}{0{,}500} = 0{,}246.$$

Ainsi avec un détecteur dont la section efficace de capture serait invariable, $\frac{I}{I_0}$ serait 0,246 au lieu de 0,170 avec l'argent. Le rapport des logarithmes est $\frac{0{,}609}{0{,}770} = 0{,}79$. *Or avec le vanadium ce rapport est au moins 0,9.* Nous avons tracé en pointillé sur le graphique de la figure 21 la courbe d'absorption qui est prévue pour le détecteur dont σ serait constant. On voit que la méthode est peu sensible.

Enfin, d'après la remarque II faite plus haut, la réduction d'intensité de 1 à 0,17 fait croître la vitesse moyenne de $\frac{F(0)}{G(0)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} = 1{,}13$ à $\frac{F(1{,}985)}{G(1{,}985)} = \frac{0{,}123}{\frac{\sqrt{\pi}}{4} \times 0{,}170} = 1{,}64$ soit dans le rapport 1,45. Comme le spec-

tre du faisceau transmis est relativement moins étendu que celui du faisceau initial, le rapport des énergies moyennes est inférieur au carré de cette valeur soit 2,1.

$$E < 2{,}1\ E_0 = 2{,}1 \times \frac{3KT}{2}.$$

D'autre part, $(\overline{x^2})_{moy} > (\overline{x_{moy}})^2$; le premier terme est l'énergie exprimée en unité KT ; le second est $\left(\frac{F}{G}\right)^2 = 1{,}64^2 = 2{,}7$.

$$E > 2{,}7KT = 1{,}8.\ \frac{3KT}{2}.$$

L'énergie moyenne du faisceau transmis est donc $1{,}9 \pm 0{,}1$ fois l'énergie moyenne des neutrons thermiques. Cela définit le domaine d'investigation de ces expériences.

b) Les courbes en coordonnées semi-logarithmiques étant presque des droites, les pentes des tangentes à l'origine (autrement dit les coefficients d'absorption initiaux) sont entre eux comme les ordonnées, soit dans un rapport qui diffère de l'unité par 0,1 au plus. Ce rapport peut être évalué en fonction de $\frac{d(\sigma v)}{dE}$ dans le domaine thermique. Soit $p = p_0\left(1 + q\left[\frac{E}{E_0} - 1\right]\right)$ le développement, limité à ses deux premiers termes, de la probabilité de capture dans l'unité de temps, $p = \sigma v$, autour de l'énergie moyenne $E_0 = \frac{3}{2}KT$, ou encore :

$$p = p_0\left(1 + q\left[\frac{2x^2}{3} - 1\right]\right).$$

L'activité du détecteur est $I(\lambda) \approx\approx \int_0^\infty x^2 e^{-x^2} e^{-\frac{\lambda}{x}}\, p\, dx$:

$$\left(\frac{d \log I}{d\lambda}\right)_{\lambda=0} = -\frac{\int_0^\infty x^2 e^{-x^2} \frac{1}{x}\, p\, dx}{\int_0 x^2 e^{-x^2} p\, dx}.$$

En remplaçant p par sa valeur en fonction de x on fait apparaître des intégrales définies classiques dans la théorie cinétique des gaz. On en tire : $-\frac{d \log I}{d\lambda} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(1 - \frac{q}{3}\right)$.

Pour Ag on a $q = 0$. Le rapport des coefficients d'absorption initiaux est donc $1 - \frac{q}{3}$. Puisque $\frac{q}{3} \leqslant 0{,}1$, on a pour le Vanadium : $q \leqslant 0{,}3$.

Conclusion. — Pour la discussion finale nous retiendrons des résultats obtenus par la 1re méthode que σv est : ou bien constant ou bien fonction croissante de E avec une pente inférieure à $0{,}3\ \frac{p_0}{E_0}$. L'énergie moyenne varie de E_0 à environ $2E_0$. Au cours de ces expériences, l'augmentation relative de σv est donc au plus 0,3.

2e méthode. — Effet thermique sur la capture des neutrons

Nous avons examiné dans le chapitre précédent ce qu'on peut attendre d'une modification de la température du milieu hydrogéné ralentisseur. L'énergie cinétique moyenne du groupe C varie proportionnellement à la température absolue au-dessus de 195° et décroît moins rapidement aux températures plus basses. On possède ainsi un moyen de soumettre plusieurs éléments à des flux de neutrons de composition spectrale différente et de comparer les variations de leurs sections efficaces à celle de l'argent considéré comme élément de référence parce que obéissant à la loi en $1/v$.

Pour les mesures de section efficace on peut faire appel soit à des méthodes d'absorption, soit à des méthodes d'activation Elles ne donnent d'ailleurs pas les mêmes renseignements si l'élément est un mélange de plusieurs isotopes (cas du dysprosium). La section efficace de capture indiquée par les premières est une moyenne relative au mélange isotopique, celle indiquée par les secondes est propre à un isotope unique conduisant à un noyau radioactif de période donnée.

Le procédé le plus simple consiste en des mesures d'*absorption par interposition d'écrans* entre une source de neutrons et un détecteur. Il conduit à la section efficace de capture augmentée de la totalité ou d'une fraction de la section efficace de diffusion suivant le dispositif géométrique. Il n'est donc applicable au problème qui nous occupe que dans la mesure où la diffusion peut être négligée par rapport à la capture. Tel n'est pas le cas du vanadium pour lequel les deux processus ont des probabilités du même ordre. De plus, en pratique, le vanadium se présente combiné à d'autres éléments qui interviennent, eux aussi, par leur section efficace de diffusion. Ainsi dans le composé le plus courant, V_2O_5, la diffusion est 2,5 fois plus probable que la capture par le noyau V. L'effet de température sur celle-ci serait masqué et il serait impossible d'en tirer une conclusion, le calcul lui-même exigeant trop de données insuffisamment connues. Rappelons que Rietzler (38) a utilisé ce procédé pour le dysprosium dont la section efficace est élevée (voir Chap. Ier-2°). Seul parmi les terres rares étudiées cet élément manifeste, entre les températures absolues 293° et 500°, la variation de section efficace conforme à la loi en $1/v$.

Pour le vanadium il nous est loisible d'utiliser, soit des procédés de mesure d'*absorption dans lesquels la section efficace de diffusion n'intervient pas* (telles que la méthode de la solution de Lapointe et Rasetti (57) et la méthode utilisée par Volz (2), Ramm (37), etc..., dans laquelle la couche absorbante est plongée dans la paraffine), soit des mesures d'*activation*. Nous avons entrepris des expériences dans

l'une et l'autre voie, nous maintenant en définitive dans la seconde. Celle-ci seule a d'ailleurs pu nous donner des indications intéressant le dysprosium en tant que détecteur de neutrons.

LE PRINCIPE DE LA MÉTHODE est le suivant :

Les détecteurs à étudier sont irradiés dans les mêmes conditions par des sources de neutrons thermiques à températures différentes. Pour chacun d'eux les activations aux neutrons C varient comme :

$$\int \sigma v \rho(E) dE$$

($\rho(E)$ désigne la loi de répartition des neutrons C en fonction de leur énergie E. *Dans tout ce chapitre ces activations seront notées* $(M)_T$ *pour l'élément de symbole* M *et la paraffine à la température absolue* T). $(M)_T$ doit varier proportionnellement à $(Ag)_T$ si l'élément M suit la loi en $1/v$. La connaissance de l'effet thermique sur la composition du groupe C n'intervient que pour évaluer l'étendue du domaine d'énergie exploré.

Si cette proportionnalité n'est pas respectée, l'expérience peut être interprétée ainsi :

$$\frac{(M)_T}{(Ag)_T} = \frac{\int \sigma_M v \rho(E) dE}{\sigma_{Ag} v \int \rho(E) dE} \text{ (puisque } \sigma_{Ag} v \text{ est constant)}$$

$$= \frac{1}{\sigma_{Ag} v} \times \text{valeur moyenne de } \sigma^M v \text{ pour la distribution T.}$$

$\frac{(M)_{T_1}/(Ag)_{T_1}}{(M)_{T_2}/(Ag)_{T_2}}$ = rapport des valeurs moyennes de $\sigma_M v$ pour les distributions aux températures T_1 et T_2.

Ce rapport est également celui des valeurs vraies de $\sigma_M v$ *pour les valeurs moyennes de* E *aux températures* T_1 *et* T_2, *dans la mesure où* $\sigma_M v$ *peut être considéré comme linéaire en fonction de* E. Cette approximation est souvent suffisante. Nous avons vu en effet (Chap. I^er^, relation (9)) que la variation de σv est de la forme $\frac{1}{1 + 4(E - E_r)^2/\Gamma^2}$. Cette fonction ne présente rien de remarquable pour $E = 0$ et le domaine thermique est relativement étroit, souvent plus étroit que la largeur du niveau.

En pratique nous avons fait deux séries distinctes d'expériences. Dans la première, la paraffine passe de la température ordinaire à celle de l'azote liquide (77° K.), dans la seconde, de la température ordinaire à 640° absolus (peu en dessous de l'ébullition). Dans l'une et l'autre la section efficace moyenne d'un détecteur obéissant à la loi en $1/v$ varie dans le rapport 1,5. Mais la deuxième est un moyen plus sensible pour déceler les écarts par rapport à cette loi puisqu'ils sont approximativement proportionnels aux variations d'énergie, ainsi que

nous venons de le remarquer, et l'élévation de température augmente considérablement les énergies thermiques. Cela apparaît dans la figure 23 où sont représentées les distributions maxwelliennes en fonction de la variable énergie cinétique pour les températures 640° K., 288° K. et 77° K. :

$$\frac{dN}{d(E/KT)} = C^{te}. \left(\frac{E}{KT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{E}{KT}\right)}.$$

Le refroidissement ne peut que rétrécir le domaine des neutrons thermiques déjà relativement étroit, et encore nous savons (Chap. Ier, § 3°) que cette modification est moins importante que celle prévue

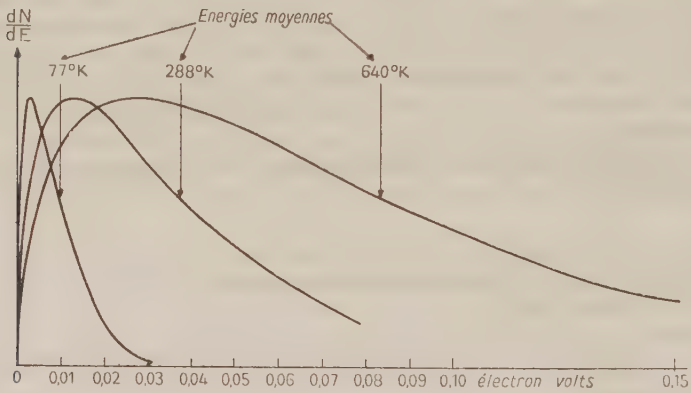

Fig. 23. — Distribution maxwellienne des énergies cinétiques aux températures 77° K., 288° K., 640° K.

par la distribution maxwellienne. Bref, lorsque la température absolue passe de 288° à 640° l'énergie des neutrons est multipliée par 2,2, soit un accroissement de 120 o/o, tandis que, entre 288° et 77°, elle est divisée par $(1,5)^2$ (empirique), soit une diminution de 55 o/o.

Remarque. — L'activation de l'argent, telle que nous la mesurons en pratique, est un mélange de celles des deux isotopes, de périodes 22 secondes et 2,3 minutes. Cela est sans importance puisque les deux processus de capture satisfont à la loi en $1/v$.

A. Expériences a la température ordinaire et a celle de l'azote liquide. — La paraffine est coulée dans un vase Dewar. Elle est tantôt à la température ordinaire, tantôt refroidie par contact direct avec l'azote liquide, qui pénètre au fond du vase par des cheminées ménagées le long des parois. Sa température est contrôlée par un couple noyé dans la partie où sont engendrés les neutrons thermiques parvenant au détecteur. Le refroidissement est achevé au bout de

1 heure ou 2. Ainsi que nous l'avons montré au Chapitre Ier (§ 3°) il n'est pas douteux que toute la masse ait pratiquement atteint l'équilibre thermique. Il suffit alors de la maintenir immergée en versant de temps à autre de l'azote liquide. La source de neutrons (mélange de 0,5 g. de radium et de béryllium scellé dans un cylindre de nickel) est placée dans un petit vase Dewar spécialement fabriqué à son intention et pris dans le bloc de paraffine. Un courant d'air y circule afin d'empêcher le refroidissement de la source. Les détecteurs sont placés à l'air libre. Leur activité est mesurée au compteur.

Deux dispositifs ont été successivement employés.

a) *Dispositif asymétrique représenté figure 24.* — Le petit vase Dewar contenant la source pénètre obliquement dans la paraffine.

Dispositifs pour paraffine refroidie.

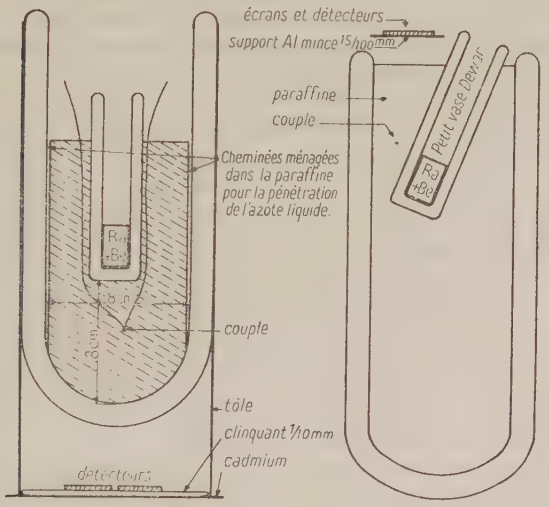

Fig. 25. Dispositif symétrique.

Fig. 24. Dispositif asymétrique.

(Echelle : réduction au 1/4).

Les détecteurs sont au-dessus, placés sur un support en aluminium mince dans une position repérée. Ce sont les modèles $\alpha\beta\gamma\delta$ pour l'argent, *abcd* pour le vanadium (voir 1re Partie, Chap. Ier) de dimensions 2,2 × 2,3 cm². Tantôt un seul détecteur est utilisé, tantôt quatre à la fois, formant un rectangle de dimensions doubles. Dans ce deuxième cas la densité de neutrons ne peut être considérée comme uniforme sur toute leur surface, ce qui n'est pas un obstacle à l'emploi de la méthode. D'ailleurs les résultats des deux séries de mesures sont concordants.

Définition des activations. — Les détecteurs, V ou Ag, sont irradiés de 0 à 7 minutes, puis exposés au compteur de 7 min 30 sec à 15 minutes. L'activation est définie par le nombre total d'impulsions enregistrées. L'expérience est répétée en masquant le détecteur avec un écran de cadmium d'épaisseur 1/2 mm. ; la différence entre les deux mesures est la grandeur $(M)_T$.

Le résultat à connaître finalement est le rapport $\frac{(V)_{77}/(Ag)_{77}}{(V)_{288}/(Ag)_{288}}$. Seule cette combinaison de huit mesures possède une signification intéressante. Pour représenter l'ensemble des expériences sur un graphique à deux dimensions, qui permette de rendre compte de la dispersion, nous avons porté sur la figure 26 des droites parallèles aux axes des coordonnées, les unes ayant pour abscisse $(V)_{288}/(Ag)_{288}$, les autres ayant pour ordonnée $(V)_{77}/(Ag)_{77}$. Chacune de ces valeurs est déduite des mesures faites à l'une ou l'autre température au cours d'une même journée, ce qui garantit une certaine homogénéité. Le rapport final est indiqué par la pente de la droite joignant l'origine au point ayant pour coordonnées les moyennes pondérées de ces valeurs. Il

			Azote liquide			Température ordinaire			$\frac{(M)_{77}}{(M)_{288}}$	Erreur	$\frac{(M)_{77}/(M)_{288}}{(Ag)_{77}/(Ag)_{288}}$
			Activation (1)		$(M)_{77}$	Activation (1)		$(M)_{288}$			
			sans Cd	avec Cd		sans Cd	avec Cd				
1 détecteur	Ag	Nombre de mesures.	9	6		9	6		1,23	12 o/o	
		Moyennes	771	437	334	694	422	272			1,11 ± 0,14
	V	Nombre de mesures.	11	3		7	4		1,36	6 o/o	
		Moyennes	556	167	389	445	160	285			
4 détecteurs	Ag	Nombre de mesures.	4	4		4	4		1,08	9 o/o	
		Moyennes	2 134	1 202	932	2 023	1 159	864			1,11 ± 0,10
	V	Nombre de mesures.	3	4		4	4		1,20	5 o/o	
		Moyennes	1 344	311	1 033	1 166	308	858			

(1) Exprimée par le nombre d'impulsions enregistrées.

vaut 1,13 pour les mesures avec 1 détecteur, 1,12 avec 4 détecteurs.

Une autre manière de grouper les résultats consiste à faire séparément la moyenne de chacune des huit grandeurs qui interviennent dans le rapport final. Les résultats sont indiqués dans le tableau page 64.

Pour chaque moyenne l'erreur quadratique moyenne est évaluée de deux façons différentes : par la statistique, à partir du nombre total d'impulsions enregistrées, et empiriquement à partir de la dispersion des résultats autour de la moyenne : la plus forte de ces deux erreurs calculées est conservée.

b) *Dispositif symétrique, représenté figure 25.* — Celui-ci a paru préférable surtout parce que l'obstacle de 8 cm. de paraffine entre la source et le détecteur y est assuré sans défaut. Dans ces conditions on peut admettre que le ralentissement des neutrons est aussi complet qu'il peut l'être.

Les détecteurs sont placés sous le vase Dewar, fixés par des glissières à des feuilles de cuivre, dans une position constante par rapport à la monture du vase. Ils sont toujours au nombre de 4 formant un rectangle d'environ 4,5 cm. sur 4,6 cm. Le tout repose sur une paillasse, à une place déterminée, par l'intermédiaire d'une feuille de cadmium interposée ; ainsi les seuls neutrons thermiques qui parviennent aux détecteurs sont issus du bloc de paraffine. L'écran de cadmium, par lequel est défini le groupe C, a une épaisseur de 1 mm.

Définitions des activations des détecteurs (ceux qui sont désignés par des lettres sont décrits dans la I^re^ partie, chap. I^er^).

Argent λμνξ. Irradiation de 0 à 7 minutes.
Exposition au compteur de 7 min. 40 sec. à 15 minutes.

Vanadium *abcd*. Irradiation de 0 à 10 minutes.
Exposition au compteur de 10 min. 40 sec. à 20 minutes.

Pour V comme pour Ag l'activité est le nombre total des impulsions enregistrées.

Dysprosium MNOP. L'irradiation dure environ 1 heure.

Ces mesures au compteur sont faites à plusieurs reprises dans les heures qui suivent. Elles permettent de tracer la droite de décroissance en coordonnées semi-logarithmiques (période admise 2,3 heures) et d'en déduire le nombre théorique d'impulsions par minute enregistré 1 heure après l'instant moyen de l'irradiation. Ce nombre, divisé par la durée de l'irradiation exprimée en heures, représente l'activation. Cette grandeur est indépendante de la durée de l'irradiation tant que celle-ci reste assez petite par rapport à la période, en pratique il suffit largement qu'elle soit inférieure à 0,7 période. Cela résulte du calcul développé à propos de la mesure de période du vanadium (II^e^ Partie,

chap. Ier) dans lequel nous avons montré que la valeur moyenne de $e^{-\lambda t}$ dans un tel intervalle pouvait se confondre avec $e^{-\frac{\lambda t}{2}}$.

Or. Les détecteurs sont formés de trois feuilles d'or superposées formant une couche de densité superficielle de 280 mg./cm²; en

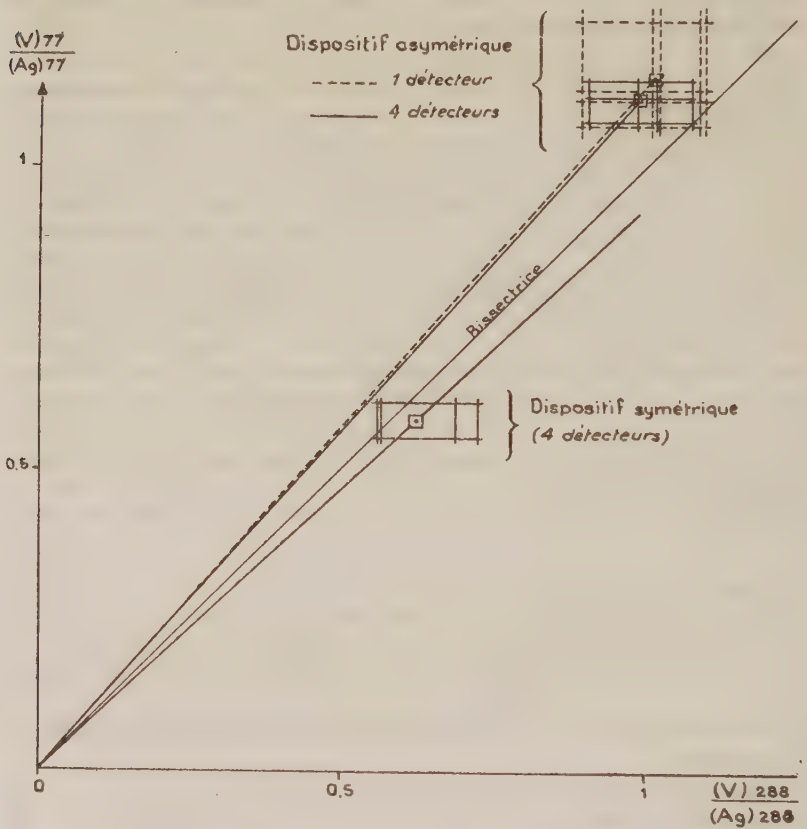

Fig. 26. — Représentation graphique des résultats obtenus à 77° K. et 288° K.

admettant une section efficace de 90.10^{-24} (2) la « densité efficace » Kδ vaut 0,07 (comme pour les détecteurs d'argent λμνξ). La période relativement très longue (2,7 jours) ne permet pas d'attendre que l'activité acquise dans une expérience soit éteinte pour en commencer une autre. Nous opérons donc ainsi : entre deux irradiations, séparées en moyenne par quelques jours, l'activité est mesurée à plusieurs reprises et la décroissance est représentée par une droite sur un gra-

phique en coordonnées semi-logarithmiques. Les activités avant et après l'irradiation sont évaluées par extrapolation jusqu'au temps moyen de l'irradiation. La différence représente l'activité acquise exprimée en nombre d'impulsions par minute. Ce nombre, divisé par la durée de l'irradiation exprimé en heures, représente l'activation. Ici encore les irradiations sont assez courtes pour que cette grandeur soit indépendante de leur durée.

Résultats. — Etant donné le nombre de détecteurs et les différentes façons de les étudier, il n'est généralement pas possible de grouper ces expériences, comme les précédentes, en séries homogènes, au

	Azote liquide			Température ordinaire			$\frac{(M)_{77}}{(M)_{288}}$	Erreur	$\frac{(M)_{77}/(M)_{288}}{(Ag)_{77}/(Ag)_{288}}$	
	Activations sans Cd	Activations avec Cd	$(M)_{77}$	Activations sans Cd	Activations avec Cd	$(M)_{288}$				Erreur
Ag Nombre de mesures.	18	11		14	10					
Ag Moyennes.	1 682	964	718	1 810	1 003	807	0,890	5 o/o		
	Impulsions									
V Nombre de mesures.	15	7		16	7					
V Moyennes.	677	252	425	766	257	509	0,835	3 o/o	0,94	6 o/o
	Impulsions									
Dy Nombre de mesures.	5	1		4	1					
Dy Moyennes.	98,0	5,7	92,3	113,0	7,3	105,7	0,873	3 o/o	0,98	6 o/o
	Impuls./min. par heure d'irrad.									
Au Nombre de mesures.	5	4		4	3					
Au Nombre total heures irradiation	32	23		77	34					
Au Moyennes.	8,61	5,75	2,86	9,43	5,83	3,60	0,795	10 o/o	0,89	11 o/o
	Impuls./min. par heure d'irrad.									

cours desquelles des mesures croisées sont faites sur divers détecteurs. Cependant des comparaisons du vanadium et de l'argent ont été faites suivant ce principe. Elles sont représentées graphiquement sur la figure 26 de la même manière que les expériences avec le dispositif asymétrique. Les valeurs moyennes des rapports conduisent à $\frac{(V)_{77}/(Ag)_{77}}{(V)_{288}/(Ag)_{288}} = 0{,}92$. D'autre part, l'ensemble de nos résultats, classés par éléments, figure dans le tableau page 67.

Les erreurs sont évaluées comme pour les résultats du tableau précédent. Notons que si elles sont plus élevées pour l'argent que pour V ou Dy, et encore plus élevées pour l'or, cela tient à l'importance prise par les neutrons de résonance dans l'activation de ces deux éléments.

Discussion des résultats. — Il semble qu'il y ait une différence systématique entre les mesures faites avec les deux dispositifs, le rapport $\frac{(V)_{77}/(V)_{288}}{(Ag)_{77}/(Ag)_{288}}$ étant > 1 avec le dispositif asymétrique et < 1 avec le symétrique. Les différences de conditions expérimentales n'en fournissent pas d'explication : ni l'insuffisance de l'obstacle de paraffine dans le dispositif asymétrique, ni la différence d'épaisseur des détecteurs d'argent, ni la cadence plus élevée de la numération des impulsions dans le deuxième cas, pouvant entraîner des pertes. Et comme cet écart reste toléré par la discussion d'erreur, nous ne nous y attachons pas.

D'ailleurs les résultats deviennent plus concordants si l'on admet *a priori* que les activations avec cadmium doivent être les mêmes à l'une et l'autre température. En effet le ralentissement des neutrons au-dessus de l'énergie-limite du cadmium est indifférent à la température de la paraffine ; il ne dépend que de la répartition géométrique, laquelle est pratiquement inchangée. Dans ces conditions on adopte comme valeur commune de l'activation avec cadmium, la moyenne des valeurs trouvées à 77° K. et 288° K. et les rapports définitifs deviennent :

Pour le vanadium : dispositif asymétrique, 1 détecteur : 1,08.
dispositif asymétrique, 4 détecteurs : 1,07.
dispositif symétrique, 4 détecteurs : 0,98.
Pour le dysprosium : 1,01.
Pour l'or : 0,92.

Ces chiffres sont probablement les meilleurs et, mieux encore que les précédents, ils s'accordent avec la valeur 1 dans la limite des erreurs prévues. Nous pouvons donc conclure que les valeurs moyennes du produit σv sont identiques pour les deux distributions des neutrons C :

dans le cas des noyaux ^{51}V et ^{164}Dy à mieux que 6 o/o près,
dans le cas du noyau ^{197}Au à mieux que 11 o/o près.

B. Expériences a la température ordinaire et a celle de la paraffine bouillante. — Le dispositif est représenté sur la figure 27.

La paraffine est chauffée par une résistance immergée. Le récipient

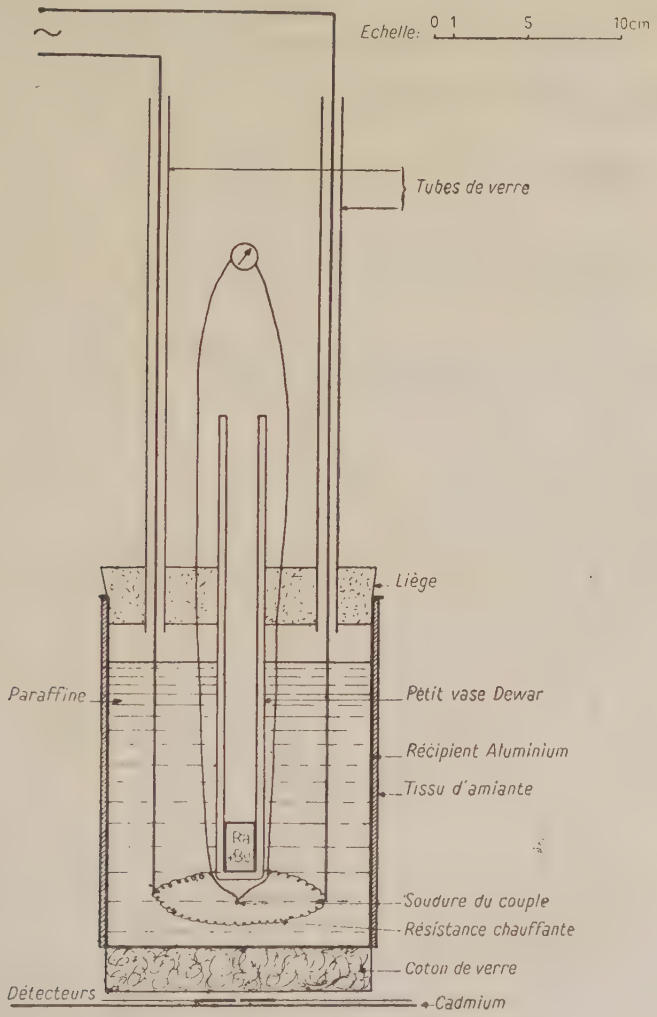

Fig. 27. — Dispositif à paraffine chaude.

en aluminium qui la contient est calorifugé par de l'amiante sur les côtés et par du coton de verre au-dessous (car toute matière hydrogénée est proscrite entre la paraffine chaude et les détecteurs). La

puissance consommée pour maintenir une température de 640° K. est de l'ordre de 400 watts. Comme la vapeur de paraffine chaude s'enflammerait au contact de l'air, le récipient est fermé par un bouchon de liège traversé par deux tubes de verre servant de réfrigérants en même temps que de passage pour les fils de chauffage. En outre le bouchon est traversé par les fils du couple et par un petit vase Dewar, ayant la forme d'une éprouvette, de dimensions appropriées pour contenir la source de neutrons (0,5 g. de radium + béryllium); au

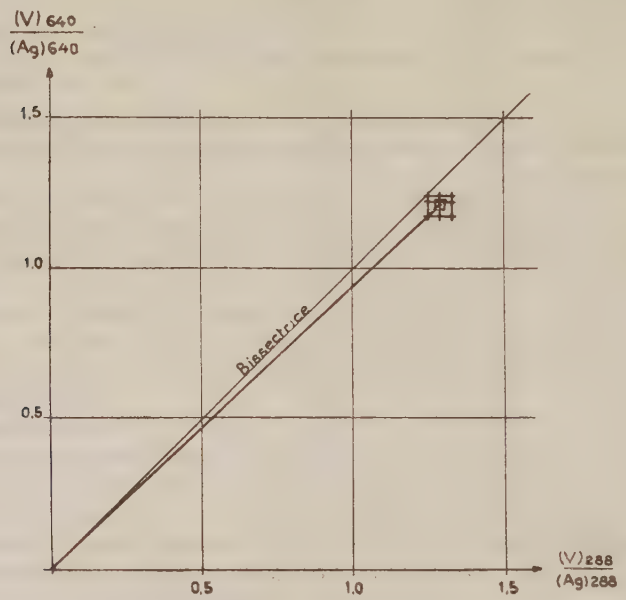

Fig. 28. — Représentation graphique des résultats obtenus à 640° et 288° K.

cours de sa fabrication nous l'avons argenté, puis chauffé plusieurs jours à 400° C. sous vide avant de le sceller. Malgré cette protection nous envoyons un courant d'air sur la source. Celle-ci est ainsi placée au sein de la paraffine séparée du fond du récipient par 4 cm. de liquide. Les quatre détecteurs se trouvent au-dessous, fixés par des glissières à des plaques de cuivre. Ils reposent sur un socle de plomb, une feuille de cadmium étant interposée, tandis que le récipient est supporté par une sorte d'anse.

Deux séries d'expériences ont été faites, dans la première la « source chaude » est à 610° K., dans la seconde à 640° K. Elles présentent en outre quelques différences dans la géométrie du dispositif.

Définition des activations des détecteurs (voir leur description en Ire Partie, chap. Ier).

Ag λμνξ : irradiation de 0 à 7 minutes — exposition au compteur de 7 min. 35 sec. à 15 minutes dans la première série d'expériences — de 8 à 15 minutes dans la seconde.

V *efgh* : irradiation de 0 à 10 minutes — exposition de 10 min. 45 sec. à 20 minutes.

Dy MNOP : comme dans les expériences précédentes, nombre moyen d'impulsions par minute enregistrée au compteur à la 90e minute, l'irradiation ayant duré de 0 à 60 minutes.

Toutes les mesures sont répétées en couvrant les détecteurs par un écran de cadmium épais de 1 mm.

Résultats. — Une partie des expériences concernant le vanadium est représentée graphiquement sur la figure 28 suivant le même mode que sur la figure 26 ; l'ensemble des résultats est indiqué dans le tableau page 72.

Remarque I. — Il ne serait pas légitime ici de confondre les activations avec cadmium pour les deux températures, car il se produit une dilatation considérable de la paraffine qui modifie la densité en hydrogène.

Remarque II. — Au début de la mesure d'activité de l'argent le compteur est soumis à une cadence élevée, due à la période 22 secondes. Bien que la fidélité du numérateur soit éprouvée par des études de décroissance d'un élément à période pure ($I_{25\ min.} V_{3,74\ min.}$) et par un étalon produisant un nombre d'impulsions du même ordre (3 000/min.) on peut craindre des erreurs résultant des pertes. C'est pourquoi dans la deuxième série d'expériences nous avons retardé la mesure au compteur. Nous avons compté les impulsions seulement à partir de la 8e minute et aussi à titre de contrôle à partir de la 9e minute. Les résultats figurant dans le tableau sont obtenus de la première manière. Par la seconde on obtient : $\frac{(Ag)_{640}}{(Ag)_{288}} = 0{,}477$, soit 2 o/o plus élevé. Cet écart est en sens contraire de celui qui est prévu pour cette cause d'erreur. Elle n'est donc pas à prendre en considération.

Nous estimons que les rapports définitifs sont connus avec une erreur de 8 ou 9 o/o pour le premier tableau (610° K.), de 6 o/o environ pour le second (640° K.). Ils ne se distinguent donc pas de la valeur 1 à la précision des expériences. Ainsi la moyenne de σv pour les noyaux ^{51}V et ^{164}Dy restant constante à mieux que 6 o/o près lorsque le spectre des neutrons passe de la distribution maxwellienne pour 288° K. à celle pour 640° K. L'énergie moyenne des neutrons passe de 0,037 ev à 0,082 ev.

Les résultats de cette deuxième méthode seront examinés avec ceux des autres pour en tirer les conclusions. Une représentation graphique

		Haute température 610° K			Température ordinaire				
		Activations		$(M)_{610}$	Activations		$(M)_{288}$	$\frac{(M)_{610}}{(M)_{288}}$	$\frac{(M)_{610}/(M)_{288}}{(Ag)_{610}/(Ag)_{288}}$
		sans Cd	avec Cd		sans Cd	avec Cd			
Ag	Nombre de mesures.	4	3		4	4			
	Moyennes.	6 127	3 132	2 995	9 568	3 276	6 292	0,476	
		Impulsions							
V	Nombre de mesures.	2	2		4	2			
	Moyennes.	3 444	650	2 795	6 922	666	6 256	0,447	0,94
		Impulsions							
Dy	Nombre de mesures.	2	admis		5	1			
	Moyennes.	390	36	354	829	37	792	0,447	0,94
		Impuls./min. par heure d'irrad.							
		Haute température 640° K							
Ag	Nombre de mesures.	5	4		7	5			
	Moyennes.	4 064	2 015	2 049	6 802	2 429	4 373	0,469	
		Impulsions							
V	Nombre de mesures.	5	1		4	3			
	Moyennes.	3 044	609	2 435	6 194	707	5 487	0,444	0,95
		Impulsions							
Dy	Nombre de mesures.	2	1		3	2			
	Moyennes.	386	18	368	779	22	757	0,486	1,04
		Impuls./min. par heure d'irrad.							

en sera donnée (fig. 32 et 33). On y verra, à titre de comparaison, que la variation d'énergie indiquée ci-dessus entraîne pour le cadmium une variation du produit σv d'au moins 100 o/o.

3e méthode. — Comparaison des sensibilités des détecteurs aux neutrons filtrés par le cadmium

Les méthodes précédentes ne faisaient varier la répartition spectrale des neutrons que dans un domaine très étroit, de l'ordre de 0,1 ev, c'est-à-dire extrêmement petit par rapport à l'espacement des niveaux de résonance et comparable aux largeurs des niveaux. Rares sont les éléments pour lesquels le produit σv y subit des variations importantes et ceux que nous avons étudiés n'y manifestent pas de variations décelables à la précision de nos expériences (6 o/o). Si cela est rassurant quant à la validité de la loi en $1/v$ dans le domaine thermique, on ne peut en tirer grand'chose quant à la position des niveaux de résonance. Il était intéressant de compléter ces expériences en cherchant des données sur la variation de la section efficace dans un domaine étendu d'où il sera possible d'ailleurs de tirer des conclusions intéressant le domaine thermique (pente de la courbe représentant σv en fonction de E).

La méthode présente réalise cette investigation plus étendue et même au delà de ce que nous avions souhaité, puisqu'elle fait intervenir, d'une part les neutrons C, et d'autre part tous les autres neutrons en voie de ralentissement dans la paraffine, constituant un domaine illimité vers les grandes énergies. A vrai dire les neutrons de faible énergie (de 0,5 à quelques électrons-volts) y jouent un rôle prépondérant en l'absence d'un niveau de résonance décelable. On peut donc bien considérer ces mesures comme un prolongement de celles effectuées dans le domaine des neutrons C. Bien entendu l'élément de référence ne sera plus ici l'argent (en raison de son niveau de résonance) mais le bore qui satisfait à la loi en $1/v$ au moins jusqu'aux énergies de quelques centaines d'électrons-volts. Sa sensibilité est mesurée par la numération des réactions $(n\alpha)$ engendrées dans la chambre à fluorure de bore décrite plus haut (Ire partie, Chap. III).

Pour un élément quelconque M nous désignons par $(M)_C$ l'activation due aux neutrons C et par $(M)_L$ l'activation due aux neutrons en voie de ralentissement dans la paraffine jusqu'à limite d'absorption du cadmium (0,5 ev environ). Si le rapport $\frac{(M)_L}{(M)_C}$ est égal au rapport $\frac{(B)_L}{(B)_C}$ il y a présomption pour que l'élément M suive la loi en $1/v$ jusqu'à une énergie d'au moins quelques électrons-volts. Nous verrons à propos du vanadium que cette présomption peut devenir une quasi-

certitude si une nouvelle information est apportée par la loi d'absorption des neutrons filtrés par le cadmium et détectés par l'élément étudié.

Le dispositif est représenté sur la figure 29. Les neutrons sont produits au sein d'un bloc de paraffine par une source de radium-béryllium qui n'est pas la même suivant qu'ils sont décelés par la réaction $n\gamma$ sur le vanadium et le dysprosium ou par la réaction $n\alpha$ sur le bore, ce dernier mode de détection étant beaucoup plus sensible. Nous employons dans le premier cas la source contenant 500 mg. de radium du Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France, dans le second une source contenant 25,8 mg. de radium, aimablement mise à notre disposition par l'Institut du Radium. Celle-ci étant de forme plus allongée et plus étroite nous la plaçons dans une cavité un peu plus profonde de telle sorte que les centres de gravité soient à la même place. Nous pouvons donc admettre que la répartition spectrale des neutrons émergeant de la paraffine est la même dans les deux cas. Le bloc de paraffine est un cube de 22 cm. d'arête. Un cylindre de plomb y est enchâssé pour absorber les rayons γ dans la direction de la chambre de bore. La position des sources a été choisie en vue d'un bon rendement en neutrons lents. Lorsque les détecteurs de V_2O_5 ou de Dy_2O_3 sont substitués à la chambre nous respectons autant que possible la géométrie en les plaçant sur une tôle mince, dans une position qui nous paraît être le centre de gravité des noyaux de bore subissant la désintégration. Rien n'est modifié de l'ensemble des objets avoisinants ; le support de la chambre vissé dans le blin-

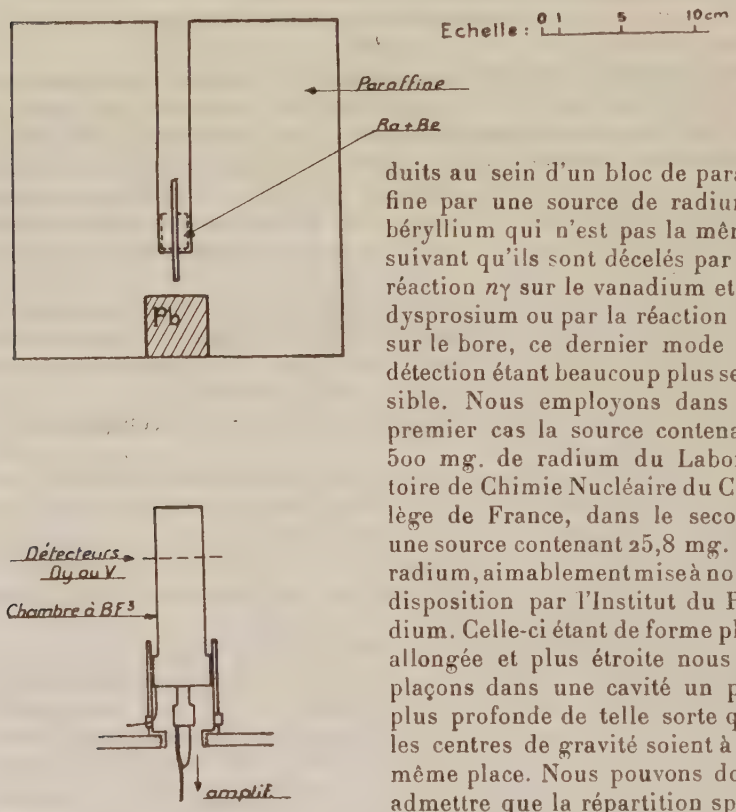

Fig. 29. — Dispositif pour l'irradiation des neutrons lents et thermiques.

dage de l'amplificateur proportionnel est remplacé par un cylindre de cuivre analogue.

Les **mesures** suivantes sont effectuées pour chacun des détecteurs :

1° Activation manifestée par le détecteur exposé aux neutrons issus de la paraffine sans aucun écran de cadmium.

2° Activation obtenue dans les mêmes conditions sauf que les détecteurs sont entourés d'écrans de cadmium. Les détecteurs de V_2O_5 ou Dy_2O_3 sont irradiés entre deux plaques de cadmium, l'une au-dessus, l'autre au-dessous. La chambre à fluorure de bore est entourée d'un cylindre coaxial de cadmium, fermé à la partie supérieure par le même écran de cadmium qui recouvrait les détecteurs V_2O_5 ou Dy_2O_3 (son épaisseur est 1 mm.). Seule la base inférieure n'est pas protégée à cause de la nécessité du passage des fils. Il nous paraît qu'on peut négliger les neutrons thermiques qui parviennent à la chambre par cette voie.

3° Activation obtenue, les détecteurs étant entourés de cadmium et la source de neutrons étant dans la même position que pour les deux autres mesures, mais *sans paraffine*. Seul, un écran de 4 cm. de plomb est interposé.

La différence des activations (1) et (2) représente l'action sur le détecteur du groupe C. Nous la désignerons par les symboles $(B)_C(V)_C(Dy)_C$. La différence des activations (2) et (3) représente l'action des neutrons en voie de ralentissement dans la paraffine jusqu'à la limite d'absorption du cadmium (notation : $(B)_L(V)_L$ et $(Dy)_L$). Enfin l'activation (3) est due à l'action des neutrons non ralentis, au mouvement propre et aux noyaux projetés par les neutrons rapides dans la chambre à fluorure de bore.

Les activations sont définies ainsi :

Bore : nombre d'impulsions enregistrées en 1 minute par le numérateur commandé par la chambre de bore.

Vanadium : Les détecteurs *efgh* (voir Ire Partie, Chap. Ier) sont irradiés pendant 9,5 minutes et exposés au compteur pendant 9,5 minutes, après un intervalle de 45 secondes. Le nombre d'impulsions enregistrées définit l'activation.

Dysprosium : Nombre moyen d'impulsions par minute enregistré au compteur à la 90e minute après une irradiation de 0 à 60 minutes. Cette grandeur est déduite de plusieurs mesures d'activité après correction du mouvement propre (mesuré en exposant au compteur les détecteurs avant toute irradiation) et en tenant compte de la décroissance de période 2,3 heures. L'activité (3) ne se distingue pas du mouvement propre soit 10,7 impulsions-minute. Nous utilisons les détecteurs 17, 27, 29 et 30 de la série n° 1 (Cf. Ire Partie, Chap. Ier) formant, juxtaposés, un carré de 4 cm. de côté.

Les **résultats** sont indiqués dans le tableau ci-dessous (les erreurs statistiques indiquées pour les activations (2) et (3) sont pratiquement les seules qui comptent pour le résultat final.

Elément M	Activations			$(M)_C = (1)-(2)$	$(M)_L = (2)-(3)$	$(M)_L/(M)_C$	$\frac{(M)_L/(M)_C}{(B)_L/(B)_C}$
	(1) avec paraffine sans Cd	(2) avec paraffine avec Cd	(3) sans paraffine avec Cd				
Bore	540	27,4	6,0	513	21,4	0,042 ± 0,002	
	impulsions/minute						
Vanadium	2 142	232 ± 7	137 ± 6	1 910	95 ± 10	0,050 ± 0,005	1,20 ± 0.13
	nombre d'impulsions						
Dysprosium	400	5,8 ± 0,5	0	394	5,8	0,015 ± 0,0015	0,35 ± 0,04
	impulsions/minute par heure d'irradiation (le mouvement propre est déduit)						

Une première série d'expériences avec des dispositifs géométriques légèrement différents nous ont fourni :

$$\frac{(B)_L}{(B)_C} = 0{,}053 \qquad \frac{(V)_L}{(V)_C} = 0{,}0545 \qquad \frac{(V)_L/(V)_C}{(B)_L/(B)_C} = 1{,}03$$

mais nous ne conservons pas ces résultats car les mesures de l'activité (1) ont été faites sur la chambre de bore entourée du cylindre de cadmium ce qui diminue sa sensibilité aux neutrons C. L'écart de 14 o/o avec le résultat définitif est bien dans le sens prévu.

Il est intéressant de confronter nos résultats avec ceux d'autres auteurs qui ont déterminé, pour les mêmes éléments, le rapport de l'activité due aux neutrons filtrés par le cadmium à celle qui est due aux neutrons C. Bien entendu on ne peut attendre qu'un accord très approximatif puisque les dispositifs ne sont pas les mêmes. Goldsmith et Rasetti (29) trouvent 0,04 pour le vanadium, 0,025 pour le dysprosium ; Lise Meitner (11) 0,015 pour le dysprosium. Dans ces deux travaux les détecteurs sont au sein de la paraffine. Avec le bore comme détecteur : Livingstone et Hoffmann (41) trouvent 0,062, et dans les expériences de Frisch (40) le rapport des activations (2) et (1) (selon notre notation) est 0,069 au lieu de 0,051 chez nous.

Discussion et interprétation des résultats

A. — **Vanadium.** — Nos expériences montrent que lorsqu'on passe du groupe C au groupe filtré par le cadmium la réactivité globale aux neutrons décroît presque de la même façon pour le bore et pour le vanadium. La différence de 20 o/o n'est très probablement pas due à un écart accidentel : en effet l'erreur à craindre provient surtout des fluctuations statistiques sur la grandeur $(V)_L$ et sa valeur moyenne quadratique peut être évaluée avec sécurité à 10 o/o ; la probabilité d'un écart double n'est donc que 4 o/o. Il n'est pas impossible d'attribuer cet écart à une imperfection systématique de la méthode. Cependant l'explication qui nous paraît la plus vraisemblable est l'existence d'un niveau de résonance situé dans un domaine d'énergie des neutrons assez élevé : sa contribution à la réaction $n\gamma$ serait faible à la fois en raison d'une section efficace à la résonance relativement réduite (son expression contient en facteur le carré de la longueur d'onde broglienne du neutron), et du petit nombre de neutrons se trouvant à un instant donné dans cette région du spectre des énergies. Cette hypothèse est parfaitement autorisée par le calcul de Bethe (28, p. 28) qui évalue à 310 ev l'espacement moyen des niveaux de résonance voisins de l'énergie d'extraction d'un neutron pour un noyau de masse 50.

Aussi nous distinguons deux groupes parmi les neutrons ralentis

dans la paraffine qui engendrent la réaction $^{51}V(n,\gamma)^{52}V$ à travers un écran de cadmium.

a) Le groupe que nous appellerons « résiduel », véritable prolongement du groupe C, pour lequel la section efficace décroît régulièrement en fonction de l'énergie des neutrons, et qui se retrouve seul dans les expériences sur le bore, considéré comme détecteur obéissant parfaitement à la loi en $1/v$. Ce groupe va s'amenuisant vers les énergies élevées et nous allons voir que les neutrons de moins de 10 électrons-volts en constituent une fraction très importante.

b) Le groupe des neutrons de « résonance » qui prend une importance notable seulement autour d'un ou plusieurs niveaux quantiques du noyau composé.

Cette distinction un peu arbitraire, que nous établissons surtout pour la clarté du langage, est illustrée par la courbe de la figure 30 représentant d'une façon schématique la variation de la fonction F(E), telle que le nombre de neutrons d'énergie comprise entre E et $E + dE$ qui réagissent sur le détecteur soit $F(E)dE$. On admet communément que la fonction F(E) pour le bore est, dans le groupe résiduel, de la forme $E^{-\frac{3}{2}}$. En effet il résulte de la théorie de Fermi (42) que le nombre de neutrons qui traversent chaque seconde le détecteur est proportionnel à $\frac{dE}{E}$ et leur probabilité de réaction varie comme $\frac{1}{\sqrt{E}}$. Ce calcul implique plusieurs simplifications dont la plus notable est de traiter le détecteur comme s'il était plongé au sein de la paraffine. Nous le conservons néanmoins pour un premier dégrossissage. Hoffmann et Livingston (41), ainsi que Frisch (40), en tirent la loi d'absorption dans le bore de ces neutrons, moyennant une nouvelle approximation consistant à admettre que le cadmium est totalement opaque pour les neutrons d'énergie inférieure à une limite E_l, totalement transparent au delà : la fraction d'intensité transmise est :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1 - e^{-K\delta}}{K\delta} \cdot \qquad (10)$$

δ : densité superficielle en bore.

K : coefficient d'absorption pour les neutrons d'énergie E_l. Sa valeur trouvée empiriquement par Hoffmann et Livingstone est 9,5 cm^2/g.

Sur les mêmes bases nous apprécierons l'importance prépondérante des faibles énergies dans ce groupe en calculant la part d'activation attribuable aux neutrons d'énergie inférieure à E. Cette fraction est :

$$\frac{\int_{E_l}^{E} E^{-3/2} dE}{\int_{E_l}^{\infty} E^{-3/2} dE} = 1 - \sqrt{\frac{E_l}{E}} \cdot \qquad (11)$$

Les valeurs de E_l trouvées empiriquement par les expériences d'absorption dans le bore sont : 0,41 ev d'après Hoffmann et Livingston pour 0,58 g./cm² de cadmium, et 0,87 ev d'après Frisch pour 1 g./cm² de cadmium. Ces déductions ont trouvé une remarquable confirmation dans les mesures de Baker et Bacher (43) effectuées au moyen du cyclotron modulé : le pouvoir de transmission d'une lame de cadmium de 0,45 g./cm² est 1/2 pour les neutrons de 0,47 ev. Il en serait ainsi avec une lame d'épaisseur double pour les neutrons d'énergie voisine de 0,7 ev. Il nous paraît raisonnable d'adopter pour notre écran, de densité superficielle 0,85 g./cm², une valeur $E_l = 0{,}65$ ev.

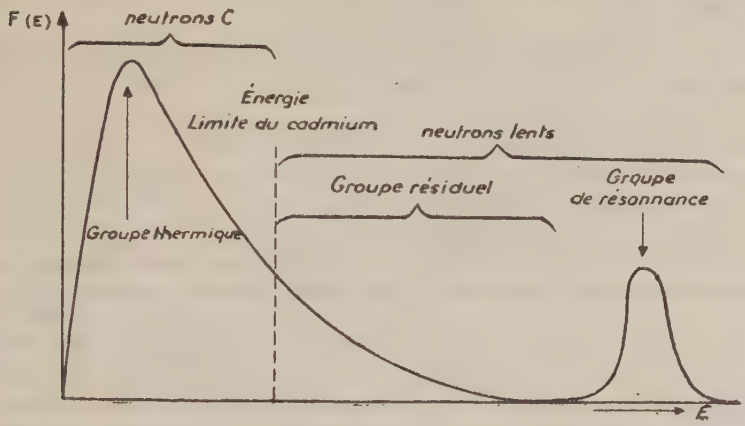

Fig. 30. — Répartition schématique des neutrons.

On en déduit au moyen de l'équation (11) que les neutrons d'énergie inférieure à 10 ev sont responsables de la fraction $1 - \sqrt{\frac{0{,}65}{10}} = 0{,}75$ de l'activation totale. Par ailleurs, en développant l'équation (10) il est facile de voir que le coefficient d'absorption d'un écran mince de bore est $\frac{K}{2} = 4{,}75$ cm²/g. pour les neutrons du groupe résiduel dans les expériences de Hoffmann et Livingston. Si, par analogie avec la détermination des énergies de résonance par la méthode du bore, on convient de définir comme énergie « efficace » de ce groupe celle des neutrons qui ont le même coefficient d'absorption on arrive à la conclusion $E_{eff} = 1{,}64$ ev. Dans le même ordre d'idée Frisch, considérant que l'épaisseur de bore produisant l'absorption 1/2 est environ 15 fois plus grande que pour les neutrons thermiques, estime que 5 ev représente une sorte de moyenne des énergies des neutrons résiduels.

Ces préliminaires étant posés, il nous reste à déterminer l'importance relative du groupe résiduel dans l'activation du Vanadium ou

encore à corriger le rapport $(V)_L/(V)_C$ du rôle joué par les neutrons de résonance. Soient $(V)_S$ l'activité du groupe résiduel et $(V)_R$ celle du groupe de résonance. $(V)_L = (V)_S + (V)_R$. L'égalité des rapports $\frac{(V)_S}{(V)_C}$ et $\frac{(B)_L}{(B)_C}$ signifierait que la loi de décroissance de la section efficace est identique pour le vanadium et le bore, au moins jusqu'à une dizaine d'électrons-volts et par conséquent *a fortiori* dans le domaine des neutrons C. Mais il serait encore compatible avec l'expérience que $(V)_S$, au lieu de représenter les 5/6 de $(V)_L$, n'en soit qu'une fraction nettement plus faible, $(V)_R$ prenant au contraire plus d'importance $\left(\text{donc } \frac{(V)_S}{(V)_C} < \frac{(B)_L}{(B)_C}\right)$. Cela voudrait dire que la section efficace du vanadium décroît plus vite que l'inverse de la vitesse des neutrons. Il n'y a pas d'autre cas à envisager, car l'inégalité $\frac{(V)_S}{(V)_C} > \frac{(B)_L}{(B)_C}$ signifierait que le produit v est croissant en fonction de la vitesse des neutrons dans le domaine des énergies faibles et cela impliquerait un niveau de résonance proche, dont l'inexistence est prouvée.

Le *départ entre ces deux hypothèses* admissibles peut se faire par des *expériences d'absorption dans le bore* ce qui revient, remarquons-le, à modifier une fois de plus la loi de répartition spectrale des neutrons et à comparer les variations d'efficacité de deux détecteurs. En effet nous avons vu que le coefficient d'absorption initial du bore pour le groupe résiduel est 4,75 cm²/g., le même que pour les neutrons d'énergie 1,64 ev. Le groupe de résonance, s'il existe, a une énergie d'un ordre de grandeur 100 fois plus élevé et son coefficient d'absorption est, en gros, 10 fois plus faible. Le coefficient d'absorption global du bore pour les neutrons détectés par le vanadium et filtrés par le cadmium doit donc être sensible à la proportion relative des deux groupes : résiduel et de résonance. Si celui-ci est négligeable le coefficient d'absorption doit être le même que dans les expériences où la chambre de bore sert de détecteur. S'il est prépondérant, l'absorption doit être beaucoup plus faible.

Or l'expérience s'accorde avec la première hypothèse. Sur le graphique de la figure 31 sont représentés les résultats de ces mesures d'absorption, l'intensité étant définie soit par un détecteur d'oxyde de vanadium, soit par la chambre à fluorure de bore. Les expériences sont faites avec la même série de plaques de verre Pyrex mais avec trois dispositifs différents. Pour chacun d'eux la correction d'inclinaison des rayons est assez faible et ne semble pas devoir dépasser l'incertitude des mesures. D'ailleurs nous avons tracé sur le même graphique la courbe d'absorption calculée pour un détecteur en $1/v$ et un faisceau perpendiculaire aux écrans d'après les données suivantes : la composition du verre admise est celle qui a été indiquée

par la maison Pyrex, le bore est supposé absorber suivant la loi donnée par Hoffmann et Livingston (41). Le rôle des autres éléments (principalement un rôle de diffusion) est évalué d'après les sections efficaces données par M. Goldhaber et W. C. Briggs (4). Après avoir tenu compte d'une faible quantité de neutrons diffusés qui parviennent encore au détecteur, nous calculons que le coefficient d'absorption des autres éléments, ramené à la masse de bore qui leur est mélangée, est 2,3 cm^2/g. de bore. Ces estimations se sont trouvées confirmées par des expériences d'absorption faites avec des plaques de verre ordinaire. Finalement la loi d'absorption calculée est :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-2,3\,\delta}\,\frac{1 - e^{-9,5\,\delta}}{9,5\,\delta}\,;$$

elle est représentée par la courbe de la figure 31.

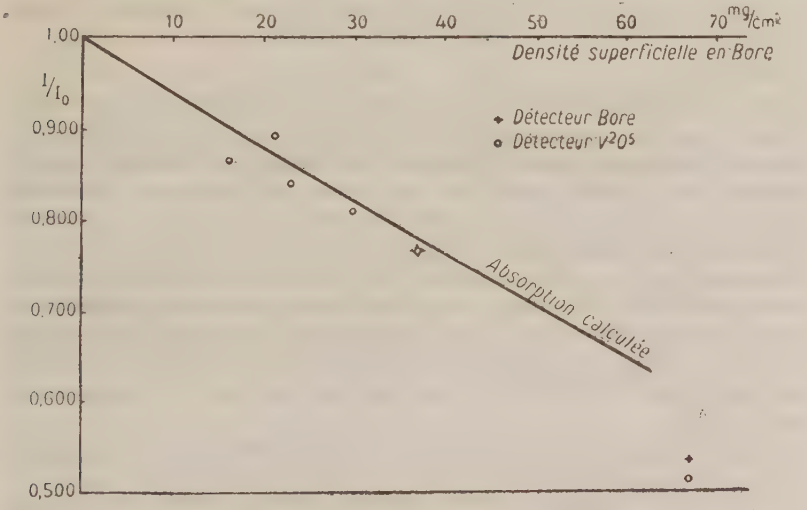

Fig. 31. — Absorption dans le pyrex des neutrons filtrés par le cadmium.

L'accord avec l'expérience est aussi satisfaisant qu'on pouvait l'espérer. *Nous concluons* que le coefficient d'absorption du bore en couche mince pour les neutrons filtrés par le cadmium est, à moins de 20 o/o près, le même avec les détecteurs bore et vanadium.

L'ensemble de ce résultat et du précédent (c'est-à-dire $\frac{(V)_L}{(V)_C} / \frac{(B)_L}{(B)_C} = 1,20$) ne paraît pas admettre d'autre interprétation que la suivante : *le produit* σv *de la section efficace du vanadium par la vitesse des neutrons est constant (ou légèrement décroissant) pour les énergies inférieures à 10 ev.* A fortiori *il est pratiquement*

constant dans le domaine des neutrons C (Pour fixer les idées la pente $\frac{d(\sigma v)}{\sigma v} \Big/ dE$ y est certainement inférieure à $1/10\ ev^{-1}$). Une faible part de l'action des neutrons lents est probablement due à un niveau de résonance élevé (ou peut-être plusieurs). Sa position pourra être déterminée par une analyse précise de la courbe d'absorption dans le bore poussée jusqu'aux fortes réductions d'intensité. On y distinguera l'absorption du groupe « résiduel » suivant la loi $\frac{I}{I_0} = \frac{1 - e^{-K\delta}}{K\delta}$, et l'absorption exponentielle, plus lente, du groupe de résonance.

Signalons que le rôle du groupe « résiduel » ne semble pas avoir été pris en considération par les auteurs qui ont déterminé les énergies de résonance par la méthode du bore. Il y aurait lieu de le faire intervenir dans les cas où le niveau est relativement élevé. Si on le néglige, le coefficient d'absorption en est apparemment augmenté ; on est conduit ainsi à des valeurs trop basses du niveau de résonance.

B. — **Dysprosium**. — En accord avec d'autres auteurs, nous avons trouvé une décroissance de l'activité nettement plus rapide que pour le bore, lorsqu'on passe du groupe C aux neutrons filtrés par le cadmium. Cela montre l'existence d'un niveau de résonance proche de l'énergie zéro. Ici encore on peut supposer qu'à l'activité du groupe « résiduel », prolongement du groupe C, s'ajoute celle des neutrons de résonance d'un niveau lointain. Cela renforcerait encore la conclusion précédente mais il est peu probable que ce second niveau joue un rôle appréciable. Il faut songer en effet que le dysprosium possède dans le domaine thermique une section efficace relativement élevée et cela est encore vrai dans le groupe résiduel des neutrons filtrés par le cadmium.

Nous donnons dans le chapitre suivant une interprétation quantitative du résultat $\frac{(Dy)_L/(Dy)_C}{(B)_L/(B)_C} = 0{,}35$ et nous montrerons qu'il est compatible avec le précédent, à savoir la similitude de comportement du dysprosium et de l'argent dans le domaine thermique.

CHAPITRE III

Conclusion des expériences. Leur accord avec la théorie.

1. Vanadium. — Nous récapitulons les données de nos expériences dans une représentation graphique (fig. 32) qui exprime la signification de chacune d'elles quant à la variation relative de $p = \sigma v$ en

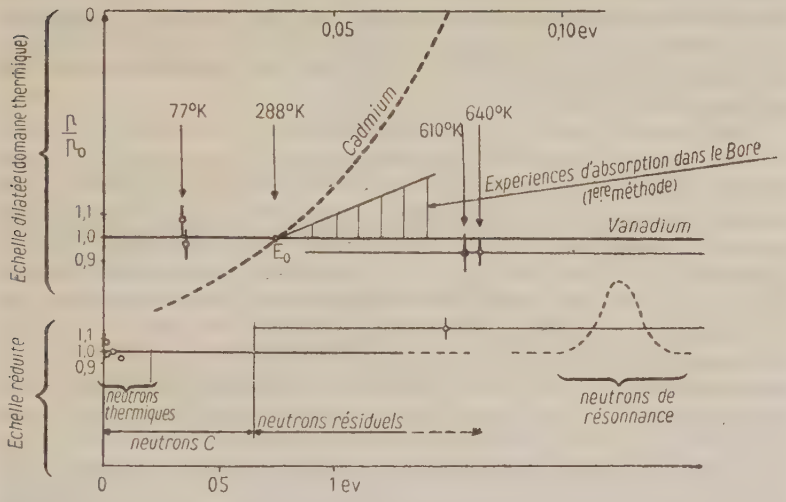

Fig. 32. — *Vanadium.* Variation de $p = \sigma v$ en fonction de l'énergie des neutrons (les cercles indiquent les valeurs moyennes trouvées expérimentalement dans les 2e et 3e méthodes).

fonction de E (p_0 désigne la valeur moyenne de p pour les neutrons thermiques à température ordinaire, dont l'énergie moyenne est $E_0 = 0{,}037$ ev). Rappelons que la formule (9) de Breit et Wigner (cf. Chap. Ier) exprime que cette variation est représentée par une courbe de résonance dont une faible portion seulement intéresse le domaine des neutrons thermiques. Comme terme de comparaison nous avons tracé en pointillé la courbe relative au cadmium d'après les données de Baker et Bacher (83). Les résultats de la 3e méthode portent sur un intervalle beaucoup plus étendu. C'est pourquoi nous les avons représentés à une échelle réduite. Les deux systèmes de coordonnées admettent d'ailleurs la même origine.

La 1re méthode apporte un résultat de précision médiocre : σv constant ou, peut-être, croissant, suivant une pente inférieure à $\frac{0,3\,p_0}{E_0}$. La tangente à la courbe cherchée au point (p_0, E_0) est donc comprise dans l'angle hachuré ; l'extension des hachures dans le sens horizontal indique l'étendue du domaine d'énergie exploré par ces expériences.

La 2e fournit les valeurs moyennes de σv pour différentes distributions de neutrons ; ainsi que nous l'avons montré, elles peuvent être assimilées aux valeurs vraies pour les énergies moyennes, du moment que les variations sont faibles. Cette remarque nous permet de fixer l'abscisse de chaque point représentant l'une de ces données ; toutefois des traits horizontaux de part et d'autre de ces points symbolisent l'étendue du spectre des neutrons dont elles sont tributaires. L'incertitude sur les ordonnées p/p_0 (environ 6 o/o) est indiquée par des segments verticaux, nous savons qu'elle est supérieure aux écarts par rapport à l'unité.

C'est pourquoi nous pouvons représenter les variations de σv pour le vanadium par une droite horizontale ainsi que nous y sommes conviés par les résultats de la 3e méthode. Le fait que p s'accroît de 20 o/o en passant du domaine thermique à celui des neutrons filtrés par le cadmium ne doit pas être attribué à une croissance dans le domaine des faibles énergies où la pente reste certainement insignifiante, mais à la forte probabilité de capture du petit groupe constitué par les neutrons de résonance, d'énergie élevée. Par contre une légère décroissance de p/p_0 n'est pas exclue (influence d'un niveau de résonance négatif assez lointain), mais elle ne dépasserait guère l'ordre de grandeur de 0,1 ev^{-1}. En effet les expériences d'absorption à travers cadmium + bore montrent que le groupe de résonance, peu absorbable, ne peut avoir une part très supérieure à 20 o/o dans l'activation du vanadium par les neutrons filtrés par le cadmium et que, par conséquent, le groupe résiduel doit avoir par rapport au groupe thermique à peu près la même importance que dans le bore. Il en résulte que dans l'intervalle de 0,1 ev, qui contient la presque totalité des neutrons thermiques, la décroissance du produit σv est au plus de l'ordre de 1 o/o. *Le vanadium peut donc bien être considéré comme un détecteur obéissant à la loi en* $1/v$. Il la suit même beaucoup plus fidèlement que les autres détecteurs usuels Ag, Rh, Dy... puisque, à la différence de ceux-ci, la loi reste approximativement valable au delà du groupe C. A ce point de vue, le vanadium est un détecteur presque aussi parfait que le bore.

Il est intéressant de montrer que ce résultat (validité de la loi en $1/v$) pouvait, nous semble-t-il, être atteint par des considérations théoriques auxquelles il apporte, par conséquent, l'appui d'une vérification expérimentale. Elles peuvent se résumer en cette proposition : une section efficace relativement élevée est une condition nécessaire

pour que la capture des neutrons thermiques puisse s'écarter notablement de la loi en $1/v$. Tel n'est pas le cas du vanadium qui a une section efficace médiocre (6.10^{-24} cm^2).

Nous nous appuyons sur une règle signalée par Bethe (28, p. 150), d'origine théorique et convenablement vérifiée par quelques exemples connus expérimentalement : le rapport $\frac{\Gamma_N}{E_r^{1/2}}$ est à peu près constant et de l'ordre de 7.10^{-4} ev$^{1/2}$. D'autre part la formule (9) de Breit et Wigner (30) permet d'écrire : $\sigma_r = 1{,}30.10^{-18}\left(1 \pm \frac{1}{2i+1}\right)\frac{\Gamma_N}{\Gamma E_r}$ *(Dans tout ce calcul les unités seront l'électron-volt et le cm^2)*. En négligeant le facteur $\left(1 \pm \frac{1}{2i+1}\right)$ compris entre 2 et 1/2, on en tire la valeur de $p = \sigma E^{1/2}$ pour la résonance exacte :

$$p_r = \sigma_r E_r^{1/2} \approx 10^{-21}/\Gamma \qquad (12)$$

relation applicable aux niveaux positifs.

Pour les neutrons thermiques, p a la valeur :

$$p_\theta = \sigma_\theta E_\theta^{1/2} = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{40}} \qquad (13)$$

(σ_θ = section efficace pour l'énergie $KT = \frac{1}{40}$ ev).

Dans le cas du vanadium $\sigma_\theta = 6.10^{24}$; $p_\theta \# 10^{-24}$; $\frac{p_\theta}{p_r} \approx 10^{-3}\ \Gamma$. L'ordre de grandeur de Γ est 0,1 ev. Ce rapport est donc très petit. D'ailleurs, pour qu'il n'en soit pas ainsi, il faudrait que Γ soit grand, de l'ordre de 100 ev par exemple, et cela seul suffirait à assurer à la loi en $1/v$ une validité étendue. En dehors de ce cas, qui ne se présente que pour les noyaux légers, une section efficace du même ordre que celle du vanadium suppose que le domaine thermique est loin du maximum de la courbe de résonance, et par conséquent le produit σv y varie peu. Cela est développé dans le calcul suivant que nous allégerons en écrivant la loi de résonance sous sa forme asymptotique, puisque p_θ/p_r est très petit :

$$\frac{p}{p_r} = \frac{\Gamma^2}{4(E_r - E)^2}. \qquad (14)$$

Cette approximation ne compromet en rien la validité des conclusions. En dérivant :

$$\left(\frac{dp}{p}\Big/dE\right)_\theta = \frac{2}{E_r - E_\theta}. \qquad (15)$$

De (12) et (13) on tire : $\frac{p\theta}{p_r} \approx 1{,}6.10^{20}\,\sigma_\theta\Gamma$; et de (14) :

$$(E_r - E_\theta)^2 \approx \frac{\Gamma}{6.10^{20}\,\sigma_\theta}. \qquad (16)$$

Enfin en portant dans (15) :

$$\left(\frac{dp}{p}\Big/dE\right)_\theta \approx 1{,}5\sqrt{\frac{10^{21}\,\sigma_\theta}{\Gamma}}\ \text{ev}^{-1}. \qquad (17)$$

L'étendue du domaine thermique étant de l'ordre de 0,1 ev σv y variera de moins de 5 o/o si cette dérivée est inférieure à $\frac{1}{2}$ ev^{-1} ou :

$$10^{24}\,\sigma_\theta\ \text{cm}^2 \lesssim 100\,\Gamma\ \text{ev}.$$

A moins que Γ puisse prendre des valeurs beaucoup plus faibles que celles observées jusqu'ici cette inégalité est vérifiée par les sections efficaces petites ou moyennes. Ainsi avec $\Gamma = 0{,}1$ ev elle devient $\sigma_\theta < 10.10^{-24}$ cm^2.

Bien entendu ce calcul suppose que la formule de Breit et Wigner à un seul niveau est valable. Si plusieurs niveaux sont responsables de la section efficace pour les neutrons thermiques, une fraction seulement est sous la dépendance de chacun d'eux, les variations relatives de σv seront encore plus faibles et les conclusions précédentes resteront valables. Par exemple, dans le cas du vanadium il est peu vraisemblable que la capture des neutrons thermiques soit due seulement au niveau lointain d'énergie positive que nous avons admis. En effet cela supposerait, d'après la relation (16), un ordre de grandeur anormalement élevé pour Γ. Il est probable qu'un niveau d'énergie négative joue le rôle le plus important, produisant une très faible décroissance de σv, compatible d'ailleurs avec nos expériences, comme nous l'avons dit.

2. Dysprosium. — Les résultats sont représentés graphiquement figure 33 suivant le même principe que pour le vanadium. Ceux de la 2^e méthode (grande échelle des énergies) montrent que $p = \sigma v$ varie peu dans le domaine thermique (avec une pente $\left|\frac{dp}{p}\Big/dE\right| \lesssim 1$ ev^{-1}). Ce fait doit être concilié avec la décroissance très sensible de σv constatée au delà du groupe C. A première vue, il semble qu'on puisse y parvenir en attribuant au dysprosium soit un niveau de résonance d'énergie négative, suffisamment grande par rapport à sa largeur, pour que la pente $\frac{dp}{dE}$ soit assez faible dans le domaine thermique, soit un niveau de résonance voisin de E_0, de telle sorte que p y ait une pente faible et décroisse fortement au delà. Nous avons éliminé la deuxième voie car la section efficace du dysprosium pour les neu-

trons thermiques, quoique élevée, est encore d'un ordre de grandeur trop faible pour que cette hypothèse se concilie avec la règle $\Gamma_N E_r^{-1/2} \approx 7 . 10^{-4}$ énoncée à propos du vanadium.

Nous allons le montrer en faisant la discussion complète du cas $E_r > 0$. Rappelons que les unités sont toujours l'électron-volt et le centimètre carré. Soit $\frac{E_\theta - E_r}{\Gamma} = -u$. La formule de Breit et Wigner donne :

$$\frac{p_\theta}{p_r} = \frac{1}{1+4u^2} . \qquad (18)$$

Du résultat de la 3e méthode nous retenons simplement cette condition bien évidente : $E_r < E_l$ (énergie-limite du cadmium : environ 0,5 ev), ou encore $E_r - E_\theta < 0{,}5$. On en tire :

$$\Gamma = \frac{E_r - E_\theta}{u} < \frac{1}{2u} . \qquad (19)$$

De la 2e méthode on conclut avec sécurité :

$$1 > \left(\frac{dp}{p} \Big/ dE\right)_\theta = \frac{1}{\Gamma} \frac{8u}{1+4u^2}$$

(Expression obtenue en dérivant (18)), d'où :

$$\Gamma > \frac{8u}{1+4u^2} = \frac{1}{2u} \frac{4}{1+\frac{1}{4u^2}} . \qquad (20)$$

Les inégalités (19) et (20) ne sont compatibles que pour les faibles valeurs de u ($< 0{,}3$) Ainsi se trouve précisée cette condition que nous avions trouvée intuitivement : que E_θ doit être près du maximum de la courbe de résonance. Mais cela impose que p_θ et p_r soient du même ordre de grandeur ($p_\theta / p_r > 3/4$). Nous avons vu (Ire partie, Chap. Ier) que la section efficace moyenne du mélange isotopique pour l'activité 2,3 heures est, dans le domaine thermique, de l'ordre de $250 . 10^{-24}$ cm^2. Calculée pour le seul isotope ^{164}Dy, elle est $\frac{100}{28}$ fois plus élevée, soit $900 . 10^{-24}$ cm^2, d'où :

$$p_\theta = \sigma_\theta E_\theta^{1/2} = \frac{0{,}9}{\sqrt{40}} 10^{-24} = \frac{10^{-24}}{7} .$$

Si l'on se reporte maintenant à la relation (12) déduite de la règle précitée on voit qu'elle impose à Γ un ordre de grandeur de 7 ev, si p_θ et p_r sont voisins ; cette conclusion est évidemment inadmissible, et elle est, en tous cas, incompatible avec la faible activité des neutrons résiduels.

Reste l'hypothèse $E_r < 0$.

E_r se calcule à partir des résultats de la 3e méthode à condition

d'admettre, bien entendu, que le niveau est unique : la capture des neutrons est régie seulement par la fin de la courbe de résonance, c'est pourquoi nous pouvons employer la formule de Breit et Wigner sous sa forme approchée : $\sigma v = \frac{P}{(E - E_r)^2}$. P étant une constante qui s'éliminera dans nos calculs. Soient $x^2 = E/E_l$, $\varepsilon^2 = -E_r/E_l$ (E_l énergie-limite du cadmium).

Au delà du groupe C on admet que la densité dans l'espace des neutrons varie comme $E^{-3/2}$ (Cf. Chap. II, 3e méthode. Interprétation des résultats sur le vanadium). L'activation du dysprosium $(Dy)_L$ ramenée à un atome s'exprime par une intégrale de la forme :

$$I = \int_{E_l}^{\infty} \sigma v E^{-3/2} dE = 2 \int_1^{\infty} \frac{P dx}{x^2 (x^2 + \varepsilon^2)^2}$$

qui se calcule par les méthodes classiques :

$$\frac{\varepsilon^4}{2P} I = \int \frac{dx}{x^2} - \int \frac{dx}{x^2 + \varepsilon^2} - \int \frac{\varepsilon^2 dx}{(x^2 + \varepsilon^2)^2}$$

$$= -\frac{1}{x} - \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{arc\,tg} \frac{x}{\varepsilon} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} \operatorname{arc\,tg} \frac{x}{\varepsilon} + \frac{x}{x^2 + \varepsilon^2} \right)$$

$$I = \frac{P}{\varepsilon^4} \left(2 - \frac{3}{\varepsilon} \frac{\pi}{2} + \frac{3}{\varepsilon} \operatorname{arc\,tg} \frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \right).$$

Le même calcul est valable pour l'activation du bore avec des paramètres ε' et P' extrêmement grands :

$$I' = 2 \frac{P'}{\varepsilon'^4}$$

$$(Dy)_L/(B)_L = I/I'.$$

Dans le groupe C, c'est-à-dire pratiquement pour $x = 0$, les valeurs de σv pour le dysprosium et le bore sont respectivement $\frac{P}{\varepsilon^4}$ et $\frac{P'}{\varepsilon'^4}$; les activations moyennes par atome sont dans le même rapport :

$$(Dy)_C/(B)_C = \frac{P}{\varepsilon^4} \Big/ \frac{P'}{\varepsilon'^4}.$$

Finalement :

$$0{,}35 = \frac{(Dy)_L/(B)_L}{(Dy)_C/(B)_C} = 1 + \frac{3}{2\varepsilon} \left(\operatorname{arc\,tg} \frac{1}{\varepsilon} - \frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{2(1 + \varepsilon^2)}.$$

Cette équation transcendante admet pour solution $\varepsilon = 2{,}48$ d'où :

$$\frac{-E_r}{E_l} = \varepsilon^2 = 6{,}15.$$

Dans la discussion de la 3e méthode (Chap. III) nous avons justifié le choix de la valeur $E = 0{,}65$ ev pour notre écran de cadmium de 1 mm. d'épaisseur. Il en résulte :

$$E_r = -4 \text{ ev.}$$

Sur la figure 33 est tracée la courbe de résonance qui représente (avec l'échelle réduite des énergies) la variation de $p = \sigma v$ d'après cette position du niveau. Le fragment qui intéresse le domaine thermique est représenté aussi avec l'échelle dilatée. On voit que la décroissance

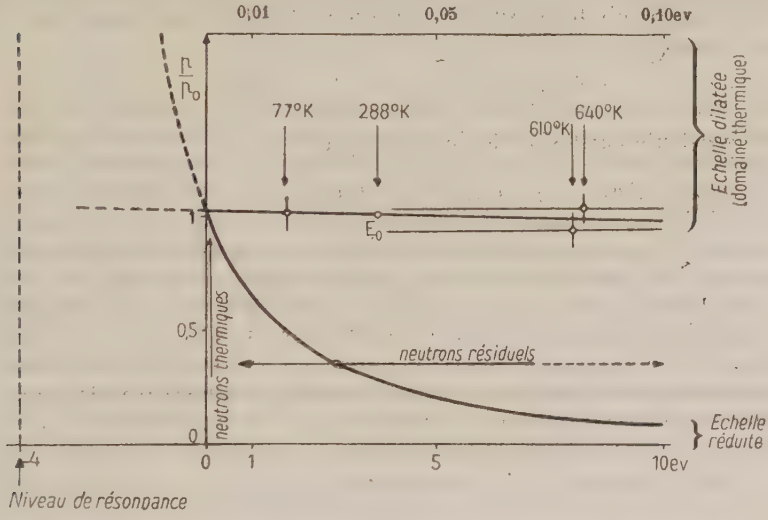

Fig. 33. — *Dysprosium*. Variation de $p = \sigma v$ en fonction de l'énergie des neutrons.

y est très faible, et parfaitement en accord avec les résultats de la 2e méthode. Le calcul donne $\frac{dp}{p} \Big/ dE = -\frac{1}{2} \text{ ev}^{-1}$ (relation 15). Cela signifie que p décroît de 5 o/o dans un intervalle de 0,1 ev qui contient presque la totalité de la distribution maxwellienne à la température ordinaire ; l'écart atteint 10 o/o pour $E = 0{,}2$ ev, soit 8 fois l'énergie KT.

Ainsi les résultats de la 2e méthode confirmés par les conclusions de la 3e méthode, plus précises quoique présentant un caractère plus aléatoire dans l'interprétation de l'expérience, *autorisent à considérer le dysprosium comme un détecteur suivant la loi en 1/v dans la majorité de ses emplois.*

Il est intéressant de rapprocher cette étude de celle qu'a faite Rietzler (38) sur le même élément par des méthodes d'absorption.

Comme nous l'avons déjà dit, celles-ci fournissent des informations sur la capture des neutrons par l'ensemble du mélange isotopique, tandis que les méthodes d'activation que nous avons employées renseignent sur le seul isotope 164 qui ne y participe que pour 1/3 environ. Rietzler trouve aussi que la loi en $1/v$ s'applique dans le domaine thermique et, croyant que l'isotope 164 y fait exception d'une façon notable, il explique son résultat en admettant que cet écart est compensé par un écart en sens contraire pour un autre isotope. Nos expériences montrent que cette compensation n'est pas nécessaire et, au contraire, il faut conclure de ces deux études que l'autre isotope à forte section efficace, s'il est unique, satisfait lui aussi à la loi en $1/v$.

3. Or. — Les mesures ont été rendues pénibles, longues et pourtant imprécises par la valeur importante de la période et surtout par la petitesse de l'effet des neutrons thermiques relativement à celui des neutrons de résonance. C'est pourquoi nous nous sommes limités aux expériences entre la température ordinaire et celle de l'azote liquide. Elles ont montré une constance du produit σv dans la limite des erreurs à craindre, malheureusement élevées (11 o/o).

Ce résultat s'accorde avec les conclusions de Frisch (40) : d'après cet auteur la formule de Breit et Wigner à un seul niveau avec $E_r = 3{,}5$ ev ; $\mu_{\text{résonance}} = 80$ cm²/g. ; $\Gamma = 0{,}12$ ev rend compte à la fois des expériences faites dans le domaine des neutrons thermiques et dans celui des neutrons de résonance (¹). Cela entraînerait pour $p = \sigma v$ au voisinage de l'énergie zéro une dérivée logarithmique $\frac{dp}{p} \Big/ dE$; $= 0{,}6$ ev^{-1} et une variation inappréciable (1,5 o/o) dans un intervalle d'énergie égal à KT. L'or paraît donc bien satisfaire lui aussi à la loi en $1/v$.

CONCLUSIONS SUR LES MÉTHODES D'EXPÉRIMENTATION

Nous avons comparé les lois de variation de section efficace de capture de différents noyaux en fonction de l'énergie des neutrons en mettant en œuvre trois procédés qui, à notre connaissance, n'avaient pas encore été employés à cet objet Tous trois sont fondés sur la radioactivité acquise tandis que d'autres auteurs (notamment 35, 36, 37, 38) avaient utilisé des procédés d'absorption qui, pour la plupart,

(¹) Plus récemment Feeny, Lapointe et Rasetti (43) parviennent à la même conclusion et donnent les valeurs suivantes : $E_r = 2{,}6$ ev, $\Gamma = 0{,}11$ ev.

ne sont applicables qu'aux éléments à forte section efficace. D'ailleurs ces deux catégories ne font pas double emploi dans le cas des éléments à plusieurs isotopes, puisque les procédés d'absorption renseignent sur l'effet global du mélange, tandis que les procédés d'activation permettent de distinguer chaque isotope responsable d'une réaction nucléaire décelable. Nous proposant d'étudier les détecteurs de neutrons, nous avons tout naturellement utilisé les procédés de la seconde catégorie.

La 1re méthode, consistant à comparer les absorptions produites par les écrans de bore, a l'avantage d'une grande simplicité. Nous avons vu que, moyennant une réduction de l'intensité à 17 o/o de sa valeur initiale, l'énergie moyenne des neutrons est presque doublée. L'efficacité de la méthode est donc très acceptable et elle paraît susceptible d'être exploitée plus complètement que nous ne l'avons fait.

L'effet thermique, utilisé dans la 2e méthode, est un moyen plus puissant, du moins s'il s'agit d'une élévation de température ; car il permet d'étendre le domaine d'énergie exploré qui est, à vrai dire, extrêmement étroit lorsqu'on s'en tient à la température ordinaire. Les auteurs que nous avons cités n'ont pas dépassé 230° C. Nous avons atteint avec la paraffine 370° C. moyennant quelques précautions. On pourrait sans doute faire des expériences à la température du rouge en utilisant des hydrocarbures très pauvres en hydrogène, autant dire de la houille. Les atomes de carbone en quantité suffisante pourraient d'ailleurs à eux seuls ralentir les neutrons jusqu'à l'état thermique. L'abaissement de température est beaucoup moins efficace sauf peut-être pour des cas exceptionnels ; c'est une méthode peu sensible pour déceler l'amorce d'une courbe de résonance en dépit de la variation très apparente de la section efficace. A ce sujet nous suggérons une voie qui permettrait sans doute d'améliorer l'accord entre les variations de σ calculées et observées : en bannissant l'hydrogène du milieu ralentisseur on supprimerait la principale cause limitant la vie des neutrons lents et il semble qu'on approcherait davantage de l'équilibre thermique aux basses températures. Le carbone et l'oxygène (O^2 liquide, CO^2 solide) pourraient constituer à eux seuls le milieu ralentisseur et on ne perdrait pas grand chose au change puisque l'hydrogène n'est pas libre aux basses températures.

Tandis que les deux premières méthodes fournissaient une indication sur la pente de la courbe de résonance au voisinage de l'énergie zéro, la troisième fournit une donnée permettant de calculer avec quelque précision la courbe elle-même lorsqu'elle est sous la dépendance d'un niveau négatif : elle est fonction de trois paramètres qui se réduisent à deux, si Γ est petit devant E_r. Une première relation entre eux est donnée par la connaissance de σ_θ (section efficace pour l'énergie thermique). La comparaison des activités acquises sous

l'influence des neutrons C et des neutrons résiduels en donne une seconde ; l'élément de référence (bore) sert à étalonner, en quelque sorte, les deux distributions de neutrons. Les deux premières méthodes fournissent des conditions supplémentaires permettant d'éliminer certaines solutions. Une pareille étude pourrait, semble-t-il, être appliquée avec profit à d'autres éléments ayant une énergie de résonance négative comme Gd, Eu, Hg.

Enfin nous proposons une généralisation de cette méthode utilisant deux filtres au lieu d'un. Schématiquement elle consiste en ceci : deux écrans faits des éléments A et B absorbent les neutrons d'énergie inférieure respectivement à E_A et E_B, $E_A < E_B$. Nous mesurons les activations acquises par différents détecteurs (1) sans filtre, (2) avec A, (3) avec A + B. (1)-(2) représente l'effet des neutrons d'énergie comprise entre o et E_A, (2)-(3) représente l'effet des neutrons d'énergie comprise entre E_A et E_B. On réalise donc une comparaison des probabilités de capture pour deux distributions différentes, de façon analogue à celle des deux premières méthodes, mais avec, sans doute, un avantage au point de vue simplicité et efficacité. Elle pourrait au même titre s'appliquer aux éléments à niveaux de résonance positif. Le gadolinium, pour lequel σv est fortement décroissant au voisinage de l'énergie zéro, paraît pouvoir, sous une épaisseur choisie, remplir très convenablement le rôle de filtre A associé au cadmium qui serait le filtre B. Il serait souhaitable à cet effet que la section efficace du gadolinium aux différentes énergies soit étudiée comme l'a été le cadmium par les mesures de Backer et Bacher (33) au cyclotron modulé. Cela permettrait une interprétation quantitative précise dans les cas où la loi en $1/v$ ne s'applique pas.

BIBLIOGRAPHIE

1. Seaborg. — *Rev. of Mod. Physics*, **16** (1944), 1-32.
2. Volz. — *Zeits. für Phys.*, **121** (1943), 201.
3. Duning, Pegram, Fink, Mitchell. — *Phys. Rev.*, **48** (1935), 265.
4. Goldhaber et Briggs. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **162** (1937), 127.
5. Sinma et Yamasaki. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 402.
6. Rasetti. — *Phys. Rev.*, **58** (1940), 869.
7. Lapointe et Rasetti. — *Phys. Rev.*, **58** (1940), 554.
8. Yuasa. — *C. R.*, **215** (1942), 414 et *Thèse Paris* (1943).
9. E. Almadi, O. d'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti, E. Segré. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **149** (1935), 522.
10. Rietzler. — *Annalen der Physik*, **41** (1942), 476.
11. Lise Meitner. — *Arkiv för Mat. Astr. o Fysik*, **27** A, n° 17 (1940), 1.
12. Houtermans. — *Zeit. f. Phys*, **118** (1941), 424.
13. J. Surugue. — *J. Phys. et Rad.*, **8** (1937), 343.

14. Hull et Seelig. — *Phys. Rev.*, **60** (1941), 553.
15. P. Süe et J. Beydon. — *Bull. Soc. Chim.* [5], **10** (1944), 55.
16. H. Walke. — *Phys. Rev.*, **52** (1937), 777.
17. J. Martelly. — *C. R.*, **216** (juin 1943), 767.
18. A. Morette. — *Thèse Paris* (1937), 10.
19. M. Lachartre. — *Thèse Univ. Pharm. Paris* (1923) et *Bull. Soc. Chim.* [4], **35** (1924), 321.
20. J. Martelly. — *C. R.*, **216** (juin 1943), 838.
21. Hulme, McDougall, Buckingham, Fowler. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **149** (1935), 131.
22. Hall. — *Phys. Rev.*, **45** (1934), 620.
23. Jæger et Hulme. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **153** (1936), 443.
24. Bethe et Heitler. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **146** (1934), 83.
25. Savel. — *Cahier de Physique*, n° 19 (1944), 39.
26. Benoît. — Diplôme d'Etudes supérieures, Paris (1944).
27. Clavier. — Diplôme d'Etudes supérieures, Paris (1944).
28. Bethe. — *Rev. of Mod. Physics*, **9** (1937), 69.
29. Goldsmith et Rasetti. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 328.
30. Breit et Wigner. — *Phys. Rev.*, **49** (1936), 519-531.
31. Rasetti, Segré, Dunning, Fink, Pegram. — *Phys. Rev.*, **49** (1936), 104; Rasetti, Mitchell, Fink, Pegram. — *Phys. Rev.*, **49** (1936), 777.
32. Almadi et Fermi. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 899.
33. Baker et Bacher. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 332.
34. Fomin, Houtermans, Leipunsky, Rusinov, Schubnihov. — *Nature*, **138** (1936), 326 et 505.
35. Fink. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 738.
36. Frisch, Halban et Kock. — *Nature*, **139** (1937), 922 ; *Det Kgl. Danske Videnskab. Selskal.* Copenhague (1938).
37. Ramm. — *Naturwissenschaften*, **30** (1942), 755.
38. Rietzler. — *Annalen der Physik* [5], **42** (1942-1943), 468.
39. Goldhaber et Briggs. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **162** (1937), 127.
40. Frisch. — *Det Kgl. Danske Videnskab. Selskab.* [14], **12** (1937), 3.
41. Livingston et Hoffmann. — *Phys. Rev.*, **51** (1937), 1021.
42. Fermi. — *Ric. Scient.* [7], **2** (1936), 13.
43. Feeny, Lapointe et Rasetty. — *Phys. Rev.*, **61** (1942), 469-475.
44. R. F. Bacher, C. P. Baker and B. D. Mc Daniel. — *Phys. Rev.*, **69** (1946), 443-451.
45. James Rainwater and William W. Havens Jr. — *Phys. Rev.*, **70** (1946), 136-153.
William H. Havens Jr. and James Rainwater. — *Phys. Rev.*, **70** (1946), 154-173.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 1

PREMIÈRE PARTIE

Description et étude des appareils de mesure.

CHAPITRE PREMIER. — *Les détecteurs et les mesures au compteur* . . 4

Détecteur d'argent 5
Détecteur de vanadium 5
Détecteur de dysprosium 6
Les mesures au compteur 7

CHAPITRE II. — *Etude de la chambre d'ionisation* 9

I. — Description 9
II. — Détermination des capacités électrostatiques 9
1° Méthodes purement électrostatiques 11
2° Méthode utilisant le courant d'ionisation d'une source étalon 13
III. — Etude des pertes par recombinaison d'ions 14

CHAPITRE III. — *Chambre à fluorure de bore* 18

Description 18
Remplissage 18
Capacité électrostatique 18
Amplificateur 19

DEUXIÈME PARTIE

Détermination de quelques constantes relatives au vanadium radioactif ^{52}V.

CHAPITRE PREMIER. — *Mesure de la période* 21

CHAPITRE II. — *Mesure de l'énergie des photons* 24

Dispositif 26
Expériences et discussions 27
Corrections des photons diffusés 28
Résultats et interprétation 32

CHAPITRE III. — *Rapport du nombre de photons à celui des particules* β 36

Numération des γ 31
Numération des β 38
Résultats 40

Pages

TROISIÈME PARTIE

Recherches sur la variation de la section efficace de capture des noyaux B, Ag, V, Dy, Au avec la vitesse des neutrons dans le domaine thermique.

CHAPITRE PREMIER. — *Préliminaires : Validité de la loi en 1/v pour le bore et l'argent* 42

1° La formule de Breit et Wigner et la loi en $1/v$ 42

2° Vérifications expérimentales de la loi en $1/v$ pour le bore et l'argent. Effets thermiques observés 45

Nos propres expériences :

A) avec écrans de bore 46

B) avec écrans d'argent 49

3° Signification des effets thermiques mesurés 50

CHAPITRE II. — *Méthodes d'expérimentation et résultats* 52

1re méthode : Comparaison des courbes d'absorption dans le bore des neutrons C détectés par V ou Ag 53

Dispositifs et mesures :

A) Dispositif non canalisé 53

B) Dispositif canalisé 56

Interprétation des résultats 57

2e méthode : Effet thermique sur la capture des neutrons . . 60

Principe de la méthode 61

A) Expériences à la température ordinaire et à celle de l'azote liquide 62

a) Dispositif asymétrique 63

b) Dispositif symétrique 65

Discussion des résultats 68

B) Expériences à la température ordinaire et à celle de la paraffine bouillante 69

3e méthode : Comparaison des sensibilités des détecteurs aux neutrons filtrés par le cadmium 73

Méthode 73

Dispositif 74

Mesures 75

Résultats 75

Discussion et interprétation des résultats 77

A) Vanadium 77

B) Dysprosium 82

CHAPITRE III. — *Conclusion des expériences. Leur accord avec la théorie* 83

1° Vanadium 83

2° Dysprosium 86

3° Or 90

CONCLUSIONS SUR LES MÉTHODES D'EXPÉRIMENTATION 90

BIBLIOGRAPHIE 92

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La filtration des vitesses par la haute fréquence dans la séparation des isotopes.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 25 septembre 1945.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

P. MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

DÉPÔT LÉGAL : 1947, 1er TRIMESTRE, N° D'ORDRE 543. MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
BARNÉOUD FRÈRES ET Cie, IMPRIMEURS (31.0566). LAVAL. N° 440. — 3-1947.